N° d'ordre 224

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Bernard LEROUX

PREMIÈRE THÈSE

Étude et réalisation d'un cyclotron à énergie variable de 60 cm et contribution à l'étude des réactions (n α) sur les noyaux légers au voisinage de 15 MeV

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 6 Novembre 1968, devant la Commission d'Examen

MM. R. SERVANT, Professeur ..... *Président*
J. LAFOUCRIÈRE, Professeur .....
R. CHASTEL, Professeur ..... *Examinateurs*
G.-Y. PETIT, Professeur .....

1968

N° d'ordre 224

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Bernard LEROUX

PREMIÈRE THÈSE

Étude et réalisation d'un cyclotron à énergie variable de 60 cm et contribution à l'étude des réactions (n, α) sur les noyaux légers au voisinage de 15 MeV

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 6 Novembre 1968, devant la Commission d'Examen

MM. R. SERVANT, Professeur ..... *Président*
J. LAFOUCRIÈRE, Professeur .....
R. CHASTEL, Professeur ..... } *Examinateurs*
G.-Y. PETIT, Professeur .....

1968

UNIVERSITÉ
DE BORDEAUX

FACULTÉ DES SCIENCES

351, COURS DE LA LIBÉRATION - TALENCE (GIRONDE)
TÉL. BORDEAUX (56) 92.92.81

Doyen honoraire : M. BRUS

Doyen : M. CALAS

Professeurs honoraires :

M. KASTLER ..... Professeur à la Sorbonne
M. PISOT ..... Professeur à la Sorbonne
Mlle JOSIEN ..... Professeur à la Sorbonne
M. MILLOUX
M. DANGEARD
M. CAU
M. GENEVOIS

Professeurs -

M. BRUS	Chimie
M. AVEL	Zoologie et physiologie animale
M. ROUSSET	Physique générale
M. ROGER	Mécanique rationnelle
M. WEILL	Anatomie comparée et embryogénie
M. DUFRESNOY	Mathématiques générales
M. LAFON	Physiologie générale
M. BOUNHIOL	Biologie animale
M. SERVANT	Physique
M. CALAS	Chimie organique
M. GAY	Cristallographie et minéralogie
M. PACAULT	Chimie physique
M. SCHOELLER	Géologie
M. DAVID	Physiologie végétale
M. COLMEZ	Méthodes mathématiques de la physique
M. CAMBAR	Biologie animale
M. VIGNEAUX	Géologie
M. PANOUSE	Zoologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. ARZELIES	Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. RIBEREAU-GAYON	Oenologie et chimie agricole
M. RISS	Mathématiques
M. GUIZONNIER	Physique
M. HAGET	Zoologie expérimentale
M. SEMIROT	Astronomie
M. CHASTEL	Physique nucléaire
M. HAGENMULLER	Chimie minérale
M. CREAC'H	Biologie animale
M. LOUDETTE	Mécanique physique
M. PATY	Chimie

M. BORDES	Préhistoire
M. SECHET	Botanique
M. BAGANAS	Mathématiques
M. VALENTIN	Radioélectricité
M. LAFARGUE	Physique - C.S.U. de PAU
M. ENNOUCHI	Géologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. EYME	Botanique
M. RUAMPS	Physique électronique
M. DESCHAMPS	Chimie - C.S.U. de PAU
M. FRAINNET	Chimie organique
M. HOARAU	Chimie physique
M. MARCHAND	Chimie
M. LALANDE	Chimie appliquée
M. GOTTIS	Géologie dynamique
M. LEMANCEAU	Chimie
M. CARDO	Psychophysiologie
M. ROCH	Physique
M. BELLON	Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLASTRE	Cristallographie physique
M. JOUSSOT-DUBIEN	Chimie
M. VALADE	Chimie organique
M. SURDIN	Automatique
M. BLONDEL	Mathématiques
M. SOURISSEAU	Chimie
M. MAYER	Physique - C.S.U. de PAU
Mlle FAURE-MURET	Géologie (détachée à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLIN	Géologie
M. LOCHET	Physique
M. VINDT	Biologie végétale
M. REGNIER	Mathématiques
Mlle LAFFITTE	Physique
M. DESTRIAU	Chimie
M. PETIT	Physique corpusculaire
M. BARAUD	Chimie biologique
M. EMBERGER	Géologie
M. BOTHOREL	Chimie
M. CHARRU	Physique
M. SIMONOFF	Chimie physique
M. LASCOMBE	Chimie
M. RIMPAULT	Physique théorique
M. BONASTRE	Chimie - CS.U. de PAU
M. BARETS	Biologie animale
M. GROMB	Chimie - C.S.U. de PAU
M. PINEAU	Chimie
M. LEVEQUE	Géologie approfondie
M. BOUSSEAU	Physique

M. MENNRATH	Physique
M. ANDRE	Biologie générale
M. BOUAS-LAURENT	Chimie organique
M. N...	Biochimie
M. N...	Informatique
M. N...	Calcul infinitésimal

Maître de conférences honoraire -

M. DE PUYMALY

Maîtres de conférences -

M. RIBEREAU GAYON Pascal	Chimie oenologie
M DUPUY	Physique - C.S.U. de PAU
M. LACAZE	Physique - C.S.U. de PAU
Mlle DUTRIEU	Physiologie animale
M. RAULT	Chimie minérale
Mme PETIT	Physique
M. BERNET	Génétique
M. GOMEL	Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. BABIN	Physique - C.S.U. de PAU
M. FRESNEL	Mathématiques
M. MOYES	Géologie
M. LUTZ	Botanique
M. MOULINES	Chimie
M. METRAS	Chimie - C.S.U. de PAU
M. POUCHARD	Chimie minérale
M. SARDOS	Physique
M. MATTENET	Mathématiques - C.S.U. de PAU
M. LESCA	Mathématiques
M. ARTOLA	Mathématiques
M. DUMERY	Mécanique
M. DE MAITAN	Mathématiques
M. BECKER	Mathématiques
M. N...	Physique - C.S.U. de PAU
M. N...	Physique théorique
M. N...	Physique théorique
M. N...	Mathématiques - C.S.U. de PAU

Conseiller Administratif -

M. LLORENS

Ce travail a été effectué sous la direction de
Monsieur le Professeur R. CHASTEL, Directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Bordeaux. Malgré ses nombreuses occupations, le Professeur CHASTEL n'a cessé de me guider de ses précieux conseils et a tout mis en œuvre pour faciliter ma tâche ; je suis très heureux, à cette occasion, de lui exprimer toute ma gratitude, et de l'assurer de mon plus profond respect.

Au cours de cette étude, nous avons bénéficié d'une collaboration étroite avec le Service de Physique Théorique de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, dirigé par Monsieur le Professeur J. LAFOUCRIERE, que je remercie très sincèrement, ainsi que ses collaborateurs, de l'accueil chaleureux qu'ils m'ont toujours réservé, de la gentillesse avec laquelle ils m'ont initié à leurs travaux, et de l'amabilité avec laquelle ils ont mis leurs résultats à ma disposition.

Monsieur le Professeur R. SERVANT s'est toujours intéressé à mes travaux avec une bienveillante attention ; qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma plus profonde reconnaissance.

Je remercie Monsieur le Professeur M. RIOU pour l'intérêt qu'il a bien voulu manifester à l'égard de ce travail.

Je remercie également Monsieur le Professeur G.Y. PETIT de la bienveillante attention qu'il a bien voulu m'accorder au cours de ce travail.

Une partie de cette étude a fait l'objet des Thèses de Spécialité de Monsieur Th. Ph. DOAN, de Monsieur Ph. LE THANH et de Madame K. EL-HAMMAMI, que je remercie pour leur très précieuse colla-

.../...

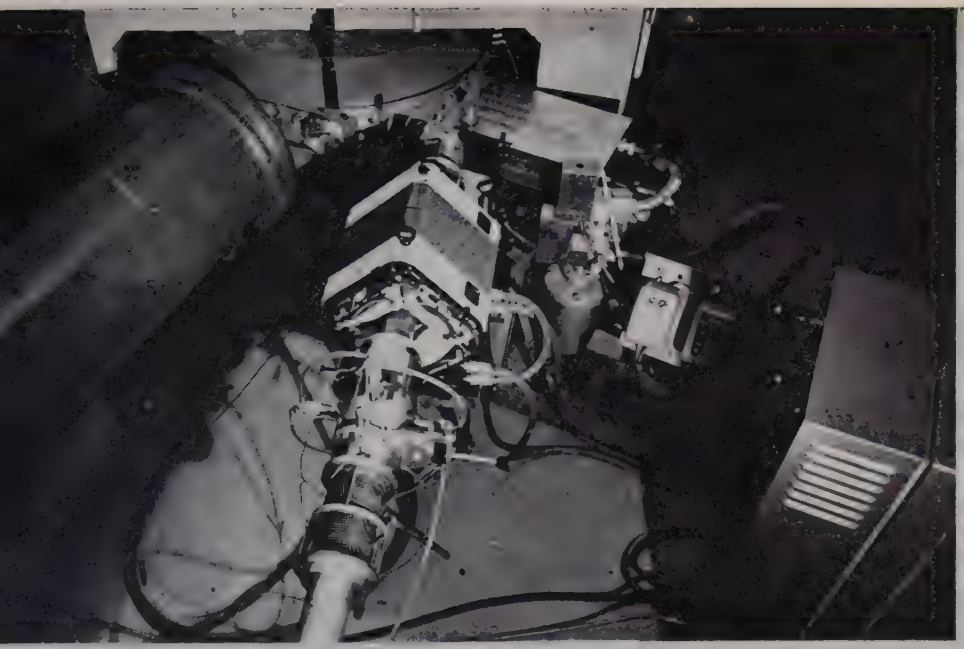
boration.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à Messieurs J. DALMAS, J.N. MASSOT, C. FAYARD, G. LAMOT, J. MEYER et J. HAJJ BOUTROS pour les fructueuses discussions qu'ils ont bien voulu m'accorder.

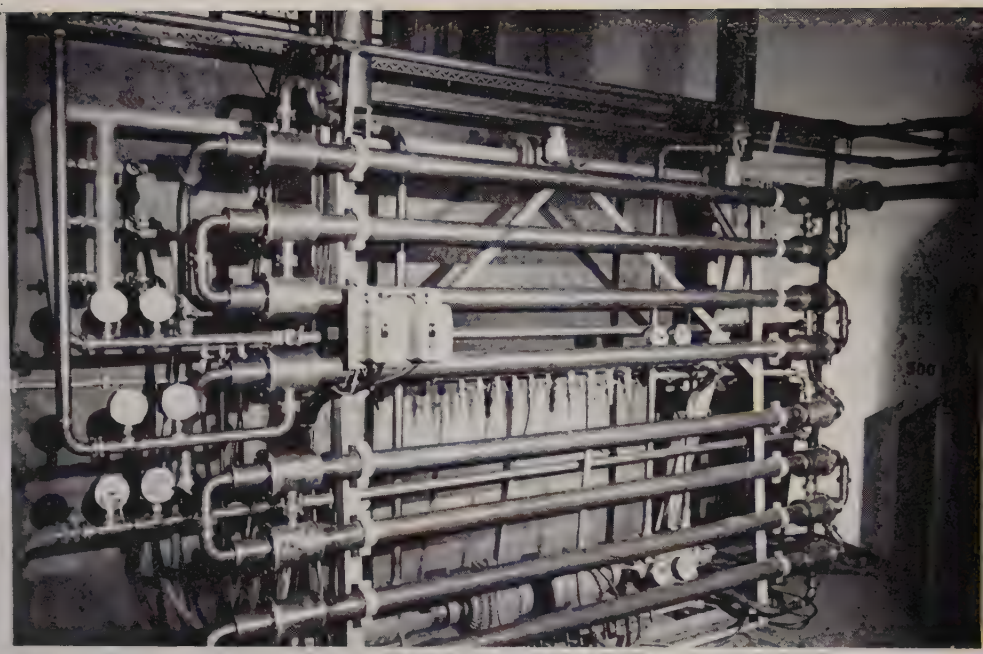
Je suis très reconnaissant envers Monsieur A. CABRESPINE des conseils précieux qu'il n'a cessé de nous prodiguer pendant la réalisation de notre Cyclotron, et de l'aide matérielle qu'il a bien voulu nous accorder.

Messieurs J. LESGOURGUES et P. FRAIGNEAU m'ont fait bénéficier de leurs compétences et m'ont apporté une aide extrêmement efficace dans la construction de notre Cyclotron ; Monsieur M. CORNAGO et son Equipe de mécaniciens en ont réalisé la plupart des éléments mécaniques avec un soin et une ingéniosité remarquables ; je tiens à les assurer de toute ma gratitude.

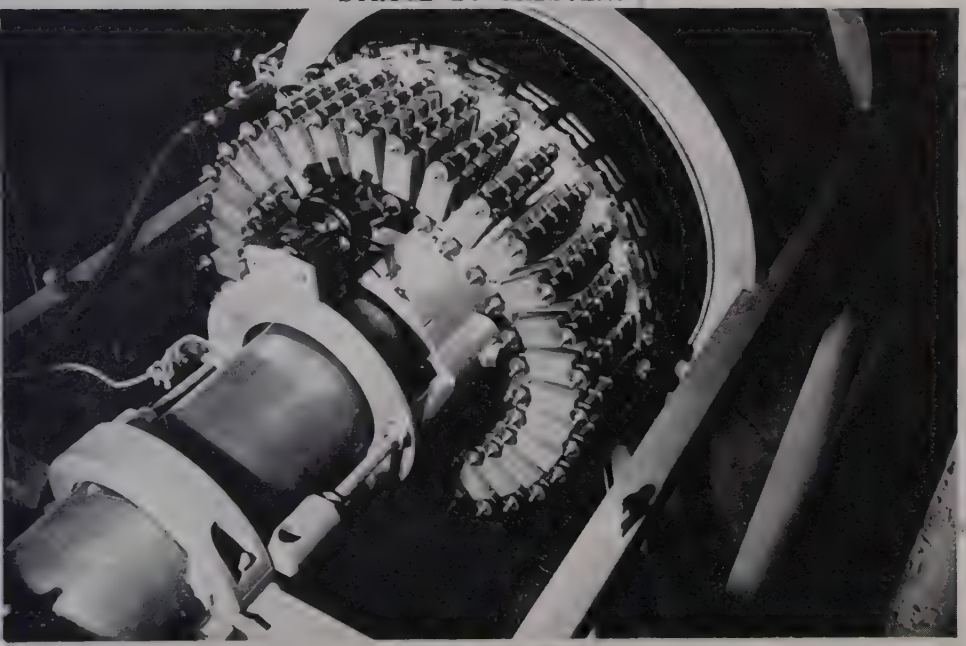
Mes remerciements vont également à Mademoiselle GARRABOS et à Mademoiselle MARCHAIS-DESJANTILS, qui ont effectué la plupart des mesures au microscope, à Mademoiselle GARCIA, qui s'est chargée de la dactylographie, et à Monsieur GUIRAL, qui a dessiné les figures.



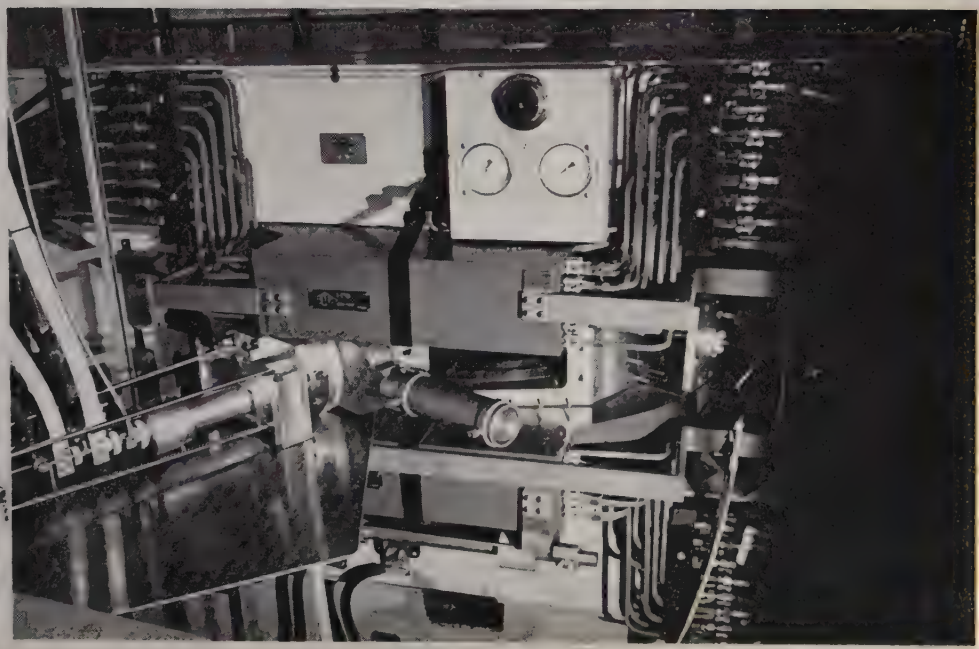
SORTIE DU FAISCEAU



ECHANGEUR DE CHALEUR



COURT CIRCUIT



ELECTRO AIMANT

PREMIERE PARTIE :

ETUDE ET REALISATION
D'UN PETIT CYCLOTRON A ENERGIE VARIABLE

La construction de notre cyclotron a été décidée en 1962. Nous disposions d'environ 500 000 Francs, et nous souhaitions réaliser une machine assez souple pour accélérer plusieurs types de particules à des énergies aussi élevées que possible, naturellement, mais avant tout variables.

De nombreuses conversations, notamment avec P. LAPOSTOLLE du C.E.R.N. et A. CABRESPINE, du Laboratoire Joliot-Curie à Orsay, nous ont amenés à fixer notre choix sur un petit cyclotron de 60 cm de diamètre de faces polaires. Cet appareil devrait pouvoir nous fournir des protons et des particules α jusqu'à une énergie de 6 à 7 MeV et des deutons jusqu'à une énergie de 3 à 4 MeV.

La plupart des cyclotrons en cours d'études ou de réalisation étaient des cyclotrons à focalisation forte (1 à 7) ; nous avons cependant décidé de construire une machine à pôles plats, et ceci, pour plusieurs raisons :

- Aux faibles énergies auxquelles nous sommes limités par nos crédits, la focalisation par secteurs n'est pas encore très efficace.
- L'utilisation de secteurs magnétiques permet de diminuer le déphasage des particules en cours d'accélération et de mieux focaliser le faisceau. Il est alors possible de réduire l'entrefer de l'électro-aimant, et la tension accélératrice, ce qui a pour conséquence une diminution sensible du prix de l'installation haute fréquence, et de l'électro-aimant.

Ces avantages nous ont cependant semblés très largement compensés, du moins pour une petite machine comme la nôtre, par les frais d'étude et de réalisation des secteurs magnétiques eux-mêmes, et surtout

des différents bobinages de correction nécessités par la variation de l'énergie des particules. En effet, aux saturations locales dans les pôles, communes à tous les cyclotrons, s'ajoutent des saturations locales dans les secteurs magnétiques.

- Le fonctionnement d'un cyclotron à pôles plats dépend de beaucoup moins de paramètres que celui d'un cyclotron à secteurs ; cet argument nous a semblé très important pour l'utilisation future de la machine.

Après avoir pris ces différentes options, nous avons effectué une étude préliminaire pour bien comprendre le fonctionnement d'un cyclotron, et pour déterminer les paramètres principaux de notre machine.

I - ETUDE PRELIMINAIRE : FONCTIONNEMENT ET DETERMINATION DES PARAMETRES PRINCIPAUX (13)

Le premier cyclotron a été proposé en 1930 par le Professeur E. O. LAWRENCE (8). Son principe de fonctionnement est basé sur le fait qu'une particule chargée non relativiste décrit dans un champ magnétique uniforme une trajectoire circulaire avec une fréquence de rotation indépendante de sa vitesse.

En effet, le rayon de courbure de la trajectoire est donné par la relation : $R = \frac{m}{e} \cdot \frac{v}{B}$ (1)

où B est l'induction magnétique, et où e, m et v sont respectivement la charge, la masse et la vitesse de la particule chargée.

La fréquence de rotation s'écrit donc :

$$F = \frac{v}{2\pi R} = \frac{B}{2\pi} \cdot \frac{e}{m} \quad (2)$$

La particule va donc se présenter devant la fente accélératrice

(figure 1), à des instants séparés par des intervalles de temps égaux, et il sera possible de l'accélérer à chaque passage à travers cette fente en appliquant entre les électrodes accélératrices, appelées dees, une différence de potentiel alternative dont la fréquence sera égale à la fréquence de rotation de la particule. La trajectoire sera alors constituée par des demi-cercles de rayons croissants qui se raccordent tangentiellement le long de la fente accélératrice.

Dans la réalité, les choses ne sont pas tout à fait aussi simples, car la masse m de la particule croît avec son énergie par effet relativiste :

$$m = m_o(1 + x) \quad (3) \qquad \text{avec} \quad x = \frac{W}{E_o} \qquad \text{et} \qquad E_o = m_o c^2$$

m_o, W et E_o étant respectivement la masse au repos, l'énergie cinétique et l'énergie totale au repos de la particule considérée.

D'autre part, la focalisation axiale des particules durant l'accélération exige que l'induction magnétique B soit une fonction décroissante du rayon. Dans la plupart des cyclotrons construits récemment, la décroissance radiale du champ magnétique est sensiblement linéaire dans la zone d'accélération ; nous avons donc posé :

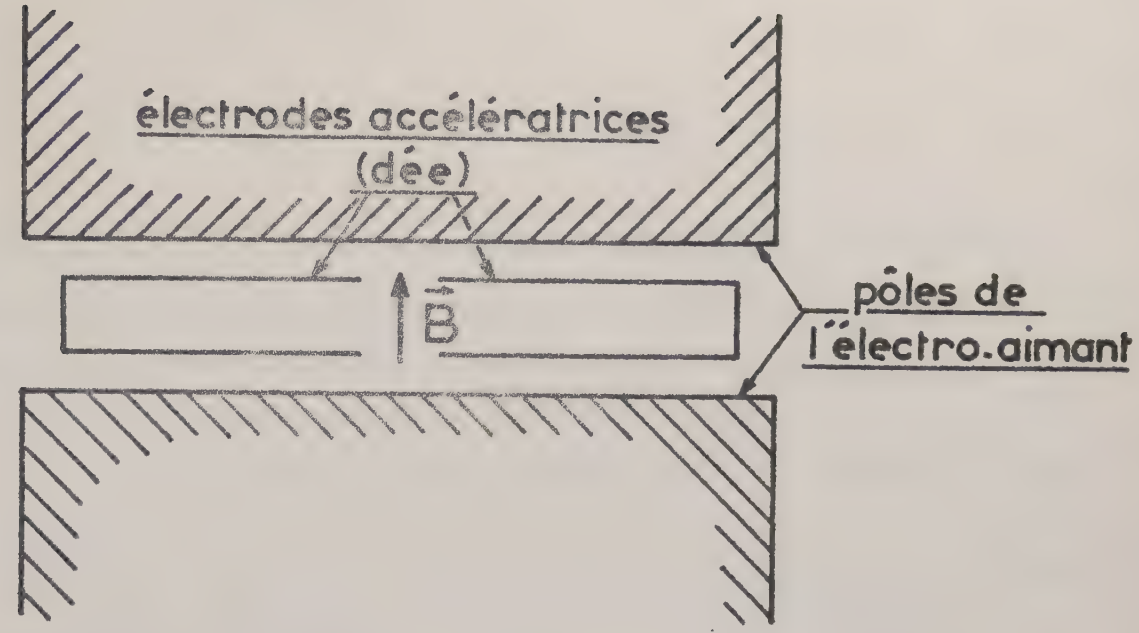
$$B(r) = B_o + r \frac{\partial B}{\partial r} + \cdots$$

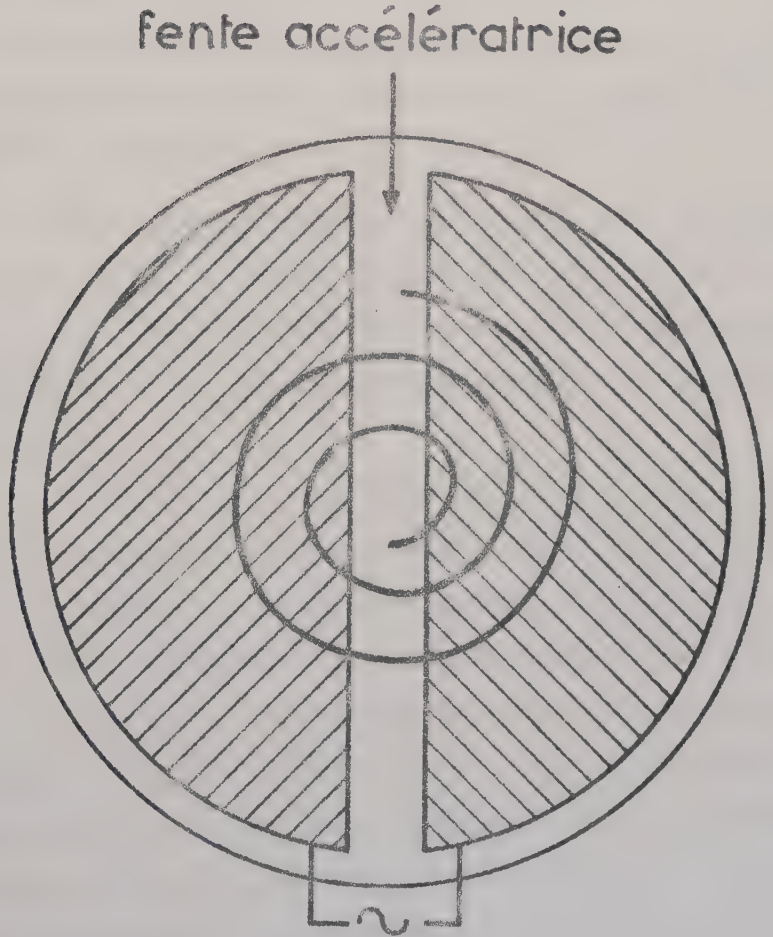
où B_o est l'induction magnétique au centre de la machine ; $\frac{\partial B}{\partial r}$ est négatif .

En général, il sera suffisant pour dégager les propriétés du cyclotron d'effectuer le calcul au 1er ordre, en prenant la valeur de $\frac{\partial B}{\partial r}$ en un point quelconque de l'intervalle d'accélération. En fait, toutes les conclusions restent valables pour des formes non linéaires.

Ces deux variations vont produire une diminution de la fréquence de rotation des particules au cours de l'accélération ; si nous appelons φ la phase de la particule par rapport au champ électrique accélérateur, et si

fig: 1


électrodes accélératrices
(dée)
B
pôles de
l'électro-aimant


fente accélératrice

$\varphi = 0$ lorsque la particule traverse la fente accélératrice à l'instant où le champ électrique accélérateur est maximum, la figure 2 montre que le point représentatif de la particule a tendance à se déplacer vers les phases positives.

Or, la particule ne sera accélérée que si sa phase est comprise entre $-\frac{\pi}{2}$ et $+\frac{\pi}{2}$.

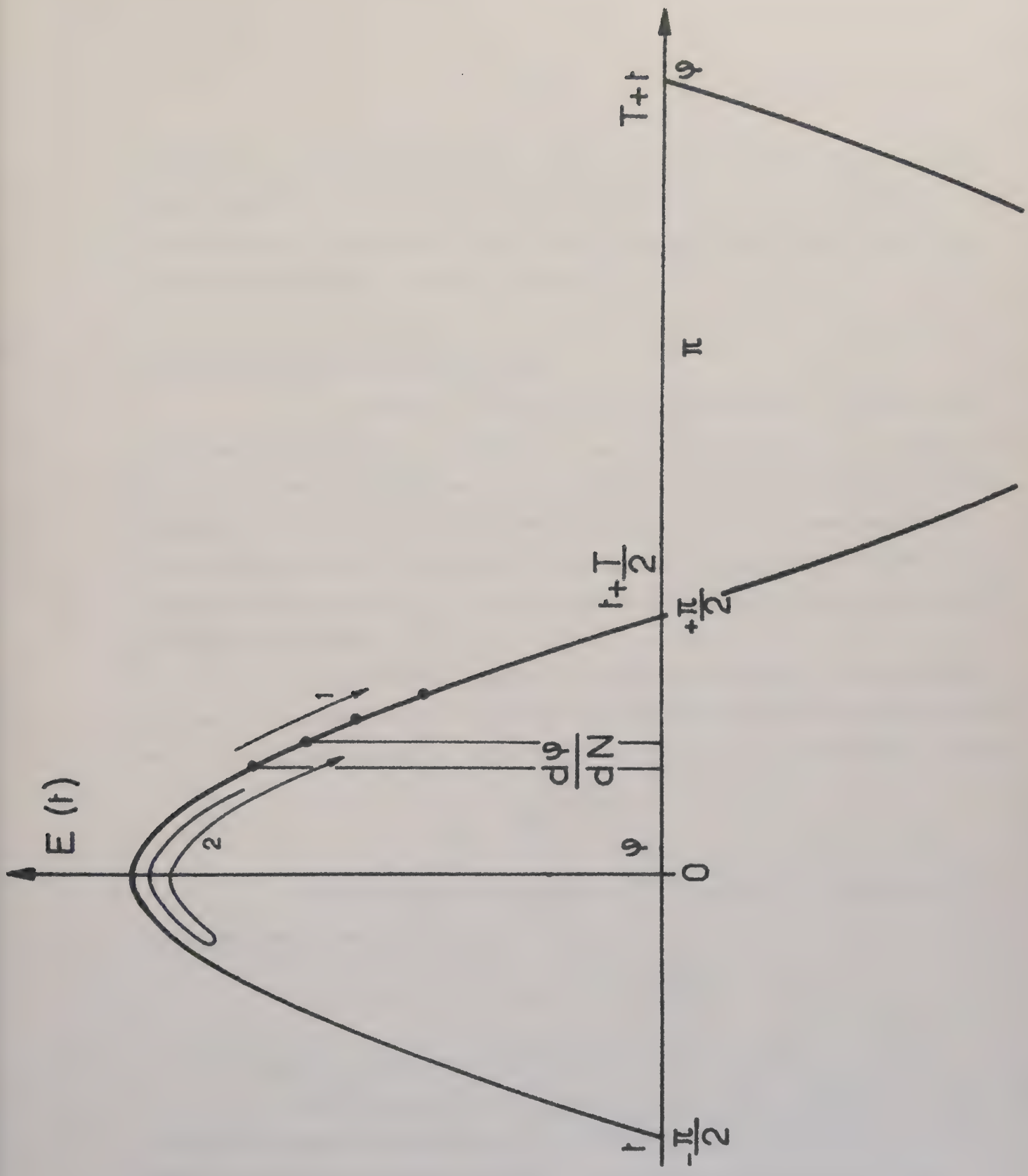
Si l'on veut obtenir de grandes énergies (supérieures à 25 MeV pour des protons), deux solutions seulement peuvent être envisagées :

a) Imposer au champ électrique accélérateur un programme de fréquence lui permettant de "suivre" la fréquence de rotation des particules en cours d'accélération ; c'est le principe sur lequel sont basés les synchrocyclotrons, qui présentent l'inconvénient de fournir un faisceau pulsé d'intensité moyenne très faible.

b) Rendre fixe la fréquence de rotation des particules en assurant une croissance radiale du champ magnétique compensant l'augmentation de la masse de la particule durant l'accélération. La défocalisation qui en résulte devra alors être compensée par une focalisation produite par des secteurs magnétiques.

Si nous nous limitons par contre à de faibles énergies, il est possible de conserver les particules avec une phase comprise entre $-\frac{\pi}{2}$ et $+\frac{\pi}{2}$ en utilisant une tension accélératrice suffisamment élevée pour que le nombre de révolutions des particules ne soit pas trop grand. Le déphasage total qui est la somme des déphasages produits au cours des différentes révolutions, pourra ainsi être limité. En utilisant pour le champ électrique accélérateur une fréquence intermédiaire entre la fréquence de rotation des particules en début d'accélération et la fréquence de rotation des particules en fin d'accélération, nous diminuerons encore le déphasage total car les

fig: 2


E (f)
1
2
$\frac{d\vartheta}{dN}$
$t+\frac{T}{2}$
$T+t$
ϑ
π
$+\frac{\pi}{2}$
0
$-\frac{\pi}{2}$

déphasages partiels changeront de signe en cours d'accélération ; le point représentatif de la particule sur la figure 2 utilisera le parcours 2 . Voyons quelles conditions il faut remplir pour que la particule considérée soit accélérée jusqu'au rayon d'extraction .

A) CONDITIONS D'ACCELERATION

Le mouvement des particules près de la source d'ions a été étudié en détail par B.L. COHEN (10), qui a mis en évidence un groupement de la phase des particules au cours de leurs premières révolutions. Si nous plaçons des pièces conductrices entre les lèvres des dees pour augmenter le champ électrique au voisinage de la source, nous pouvons estimer que les particules ont une phase φ_o' comprise entre -20 degrés et +20 degrés après quelques révolutions.

La particule qui sort de la fente accélératrice avec l'énergie cinétique W et la phase φ se retrouve devant cette même fente, après avoir parcouru un demi-cercle de rayon r , et ceci au bout de l'intervalle de temps

$$\Delta T = \frac{\pi R}{v}$$

Le déphasage de la particule $\frac{d\varphi}{dN}$ pendant cet intervalle de temps est donné par la relation :

$$\varphi + 2\pi\nu \cdot \Delta T = \varphi + \pi + \frac{d\varphi}{dN}$$

où ν est la fréquence du champ électrique haute fréquence.

Après quelques révolutions, nous pouvons considérer que le temps de passage de la particule à travers la fente accélératrice est très faible par rapport à la demi-période. La variation d'énergie par demi-

révolution s'écrit alors :

$$\frac{dW}{dN} = e V_o \cos \varphi \qquad (4)$$

où V_o est la différence de potentiel maximum entre les dees.

Les relations précédentes permettent d'écrire :

$$\frac{d(\sin \varphi)}{dx} = \frac{E_o}{e V_o} \frac{d\varphi}{dN}$$

Dans la plupart des cyclotrons construits récemment, la décroissance radiale du champ magnétique est sensiblement linéaire dans la zone d'accélération ; pour effectuer l'intégration, nous avons adopté pour B(r) la forme linéaire suivante :

$$B(r) = B_o + \alpha r \qquad (5)$$

avec $\alpha = \frac{\partial B}{\partial r}$ négatif et considéré comme constant .

Nous obtenons finalement la phase de la particule pendant l'accélération :

$$\sin \varphi = \sin \varphi'_o - \frac{\pi E_o}{e V_o} \left[\sqrt{1 + \frac{e^2 c^2}{E_o^2} r^2 (B_o + \alpha r)^2} - 1 \right]$$

$$+ \frac{2 \pi^2 \gamma}{V_o} \left(\frac{2 \alpha r^3}{3} + B_o \frac{r^2}{2} \right) \qquad (6)$$

L'extraction des particules en fin d'accélération est d'autant plus facile à réaliser que les orbites y sont mieux séparées ; il est donc souhaitable d'amener les particules en fin d'accélération avec une phase proche de zéro. Comme la phase à l'origine φ'_o est voisine de zéro pour la plupart des particules accélérées, il suffit donc de faire en sorte que le déphasage entre le début et la fin de l'accélération soit nul. Nous pouvons, par la relation (6), calculer la fréquence ν du champ électrique qui permet de remplir cette condition :

$$\nu = \frac{\pi E_o}{eV_o}\left[\sqrt{1 + \frac{e^2 c^2}{E_o^2} r^2 (B_o + \alpha r)^2} - 1\right] \cdot \frac{1}{\frac{2\pi^2}{V_o}\left(\frac{2\alpha r^3}{3} + B_o \frac{r^2}{2}\right)}$$

Nous pouvons écrire cette fréquence ν sous la forme :

$$\nu = F_o(1 - \varepsilon)$$

où F_o est la fréquence de rotation des particules au centre de la machine.

La figure 3 représente la valeur de ε, exprimée en %, en fonction de la décroissance radiale de l'induction magnétique α, pour une induction magnétique au centre de la machine B_o égale à 1,6 tesla et un rayon d'extraction voisin de 25 cm (ces deux valeurs sont voisines des valeurs maxima que nous pourrons raisonnablement atteindre, et correspondent donc aux tensions accélératrices maxima). La variation de ε est très sensiblement linéaire.

Ces conditions étant supposées remplies, nous avons pu calculer, par la relation (6), l'expression $V_o(\sin\varphi - \sin\varphi'_o)$ en fonction du rayon r ; la valeur maximum que prend cette expression dans toute la zone d'accélération nous permet de déterminer, pour chaque valeur de la tension de crête V_o, l'intervalle de phase dans lequel doit se trouver φ'_o pour que la phase φ reste toujours comprise entre $-\frac{\pi}{2}$ et $+\frac{\pi}{2}$. Les résultats que

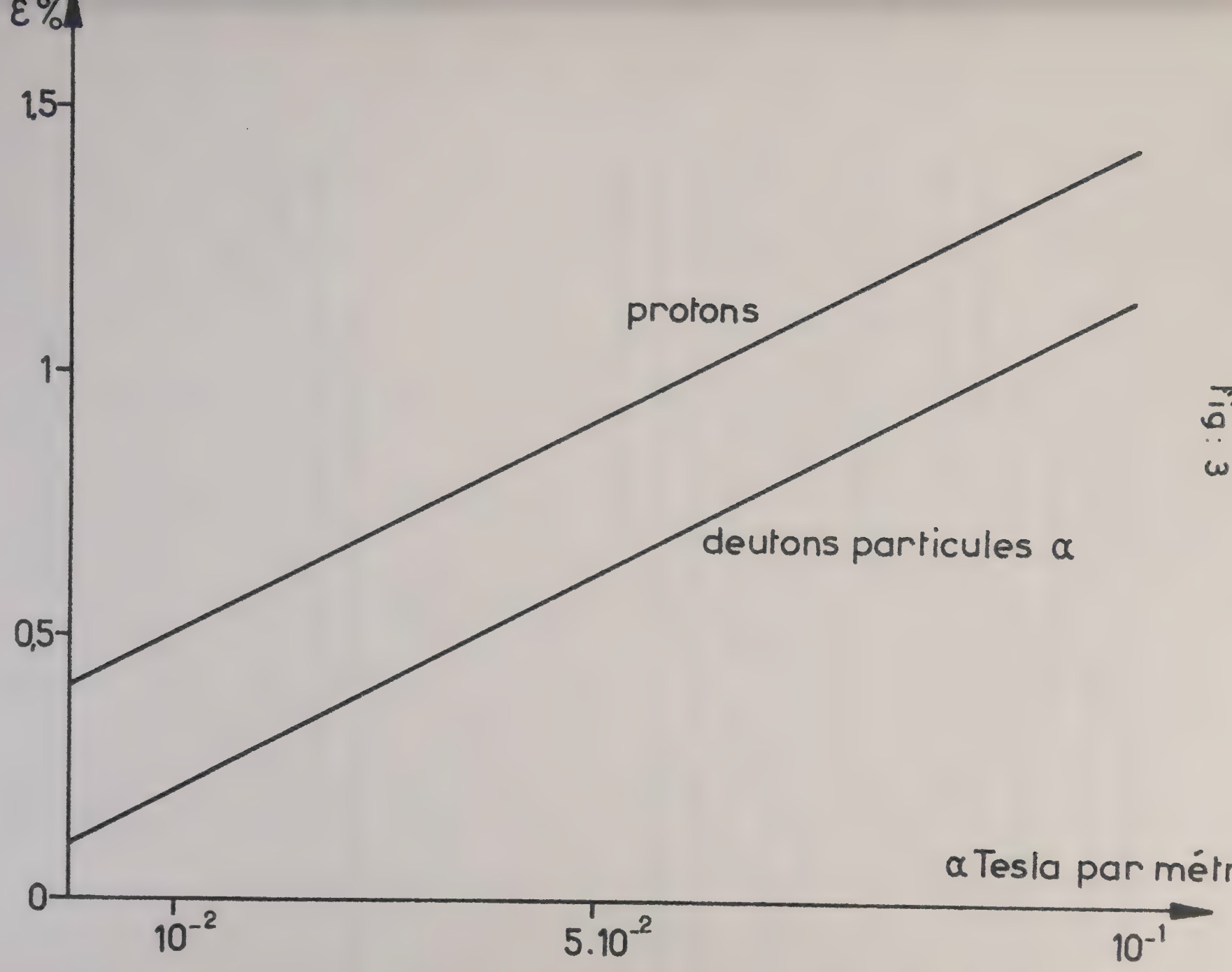

ε %
1,5
1
0,5
0
protons
deutons particules α
α Tesla par mètre
10^{-2}
5.10^{-2}
10^{-1}

fig : 3

nous avons obtenus pour différentes valeurs de la décroissance radiale de l'induction magnétique sont reportés sur la figure 4 pour les protons et sur la figure 5 pour les deutons et les particules α .

Les particules vont parcourir une grande distance avant d'atteindre le rayon d'extraction, et nous devrons donc, pour les conserver, assurer leur focalisation tout le long de leur trajectoire.

B) CONDITIONS DE FOCALISATION

Les conditions de focalisation valables au voisinage d'une orbite de rayon bien déterminé r_o ont été étudiées par de nombreux auteurs, et en particulier, par M.E. ROSE (9) , R.R. WILSON (11) et B.L. COHEN (10) . Les particules sont soumises à l'action du champ magnétique dont l'induction a pour composantes en coordonnées cylindriques, au deuxième ordre près (figure 6) :

$$B_r = \alpha . z$$

$$B_\theta = 0$$

$$B_z = B_o + \alpha . r$$

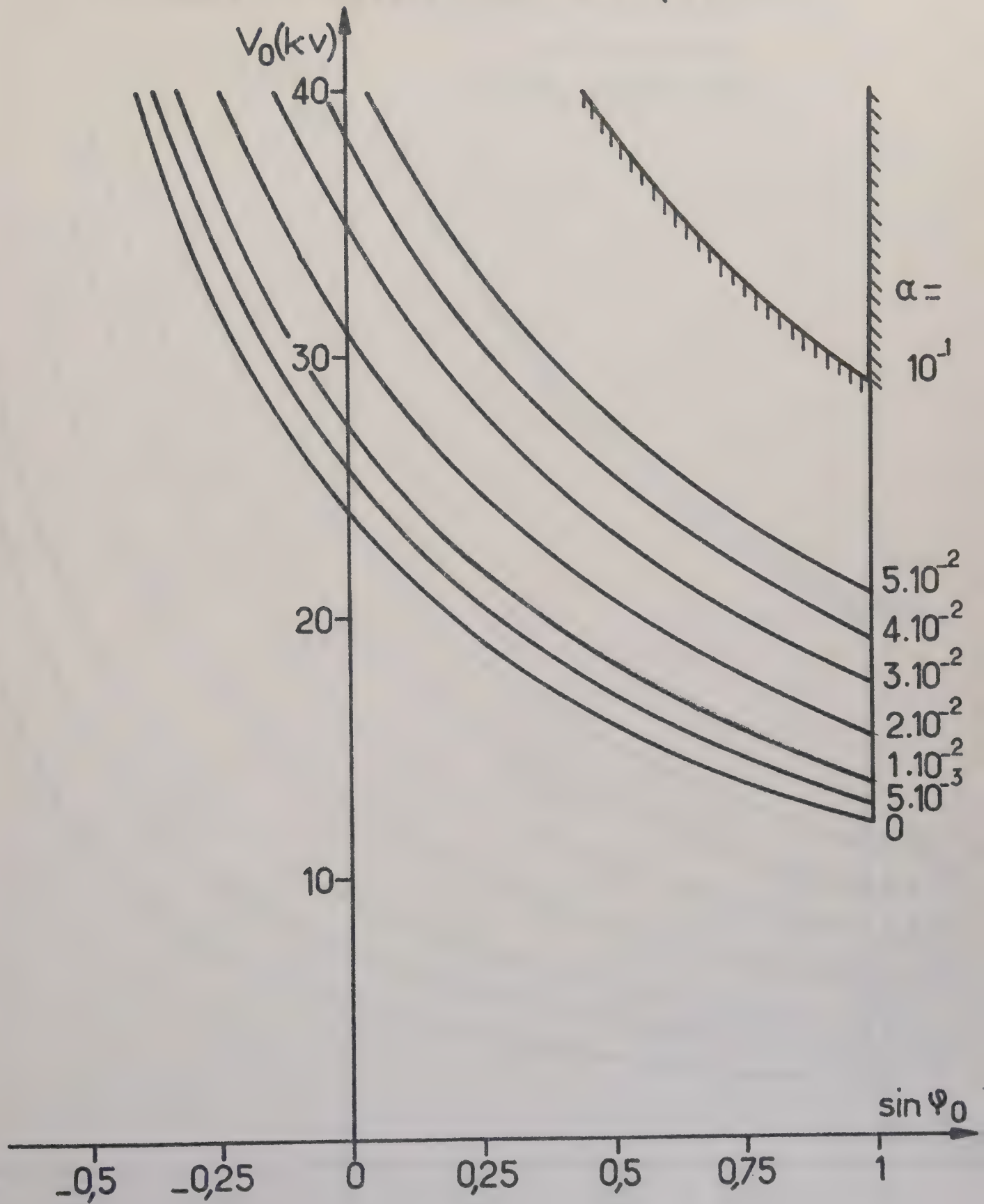
Les équations du mouvement montrent que les particules se déplacent autour de la trajectoire d'équilibre circulaire suivant les équations bétatroniques qui s'écrivent sous la forme suivante si l'on se limite au premier ordre :

$$\frac{d^2 z}{dt_2} - \frac{e^2}{m^2} \alpha r_o (B_o + \alpha r_o) z = 0$$

$$\frac{d^2 \rho}{dt_2} + \frac{e^2}{m^2} (B_o + \alpha r_o)(B_o + 2\alpha r_o)\rho = 0 \qquad (7)$$

fig: 4

Condition d'acceleration des protons



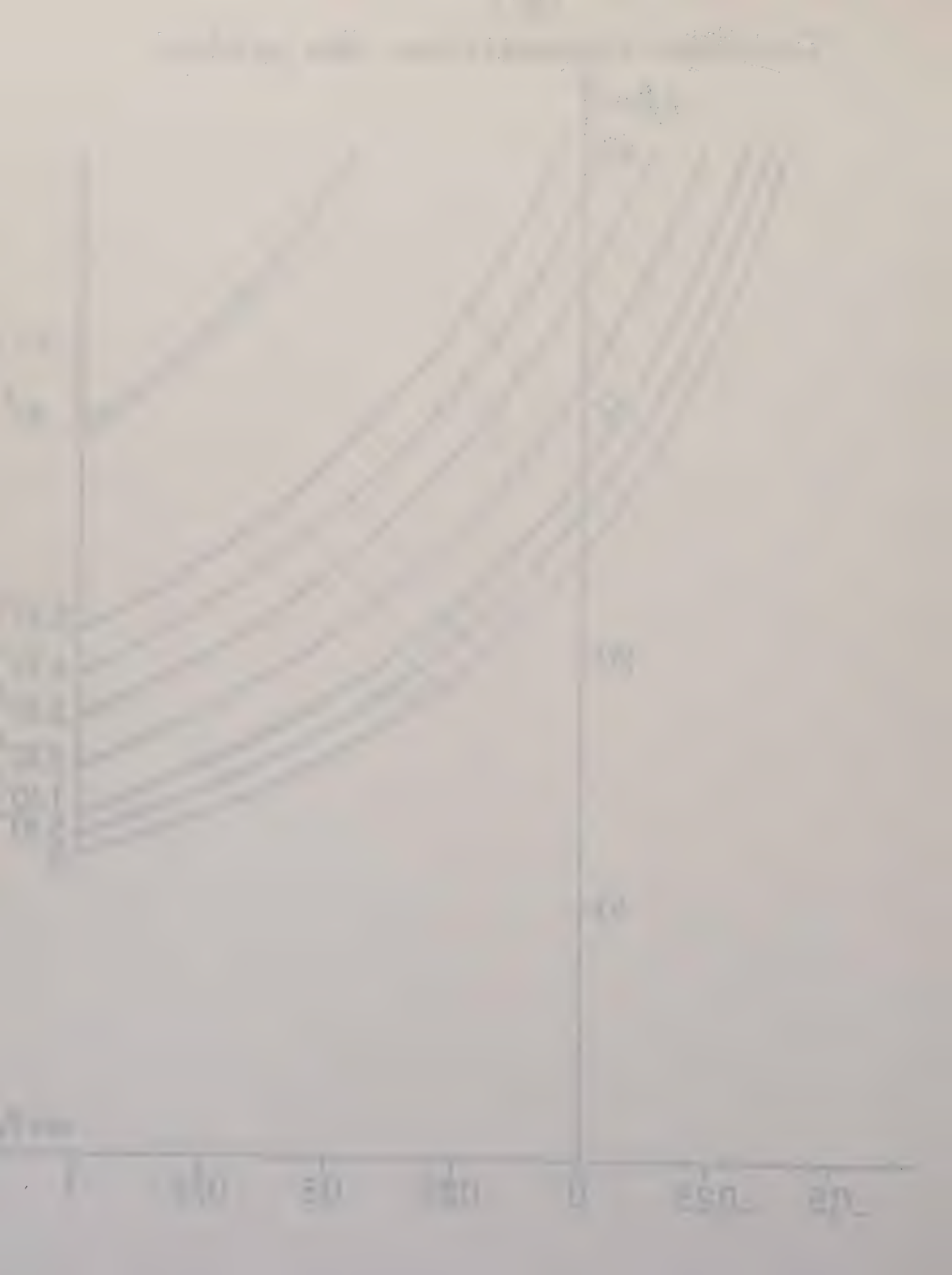
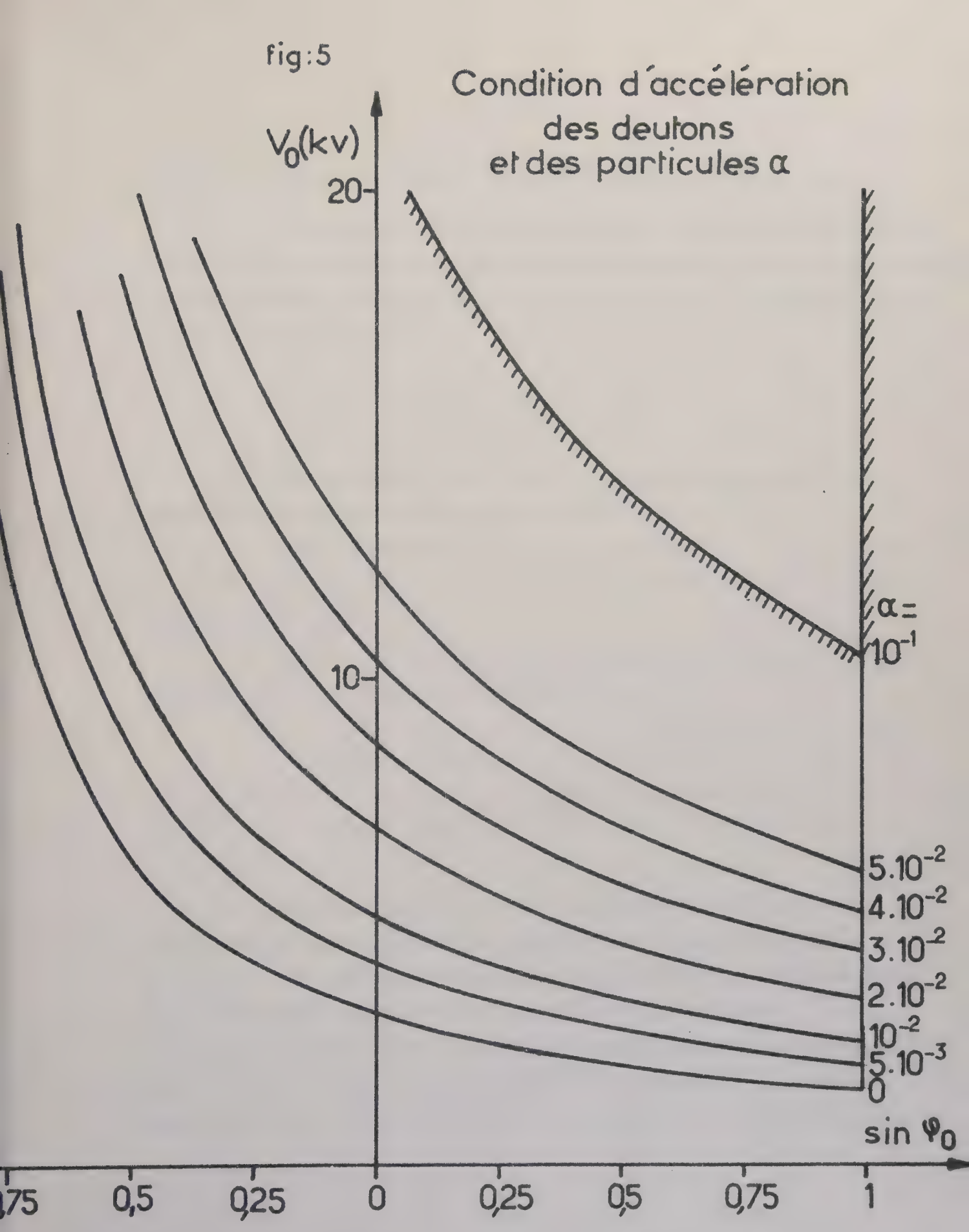


fig:5


Condition d'accélération
des deutons
et des particules α
V_0(kv)
20
10
α =
10^{-1}
5.10^{-2}
4.10^{-2}
3.10^{-2}
2.10^{-2}
10^{-2}
5.10^{-3}
0
sin φ_0
0,75
0,5
0,25
0
0,25
0,5
0,75
1

où $\rho = r - r_o$ (r_o étant le rayon de la trajectoire d'équilibre) .

Pour que les particules restent autour de la trajectoire d'équilibre, il faut que les solutions des équations bétatroniques soient représentées par des fonctions circulaires et non par des fonctions hyperboliques, ce qui impose la double condition :

$$-\frac{B_o}{2r_o} < \alpha < 0 \qquad (8)$$

Cette condition bien connue exprime tout simplement que l'induction magnétique doit décroître moins vite que r^{-1} .

Dans l'ensemble du domaine d'accélération α n'est pas constant ; il faut donc obtenir une configuration magnétique telle que la condition ci-dessus soit toujours réalisée.

Cette condition étant respectée, les fréquences des oscillations verticales et radiales seront respectivement égales à :

$$\nu_z = \frac{e}{2\pi m}\sqrt{-\alpha r_o(B_o + \alpha r_o)}$$

$$\nu_r = \frac{e}{2\pi m}\sqrt{(B_o + \alpha r_o)(B_o + 2\alpha r_o)}$$

Des résonances pourraient se produire si l'une ou l'autre de ces fréquences était égale à la fréquence de révolution des particules : $\frac{1}{2\pi}\frac{e}{m}(B_o + \alpha r_o)$ ou à un multiple de cette fréquence ; ces résonances ne peuvent pas avoir lieu si la double inégalité (8) est satisfaite.

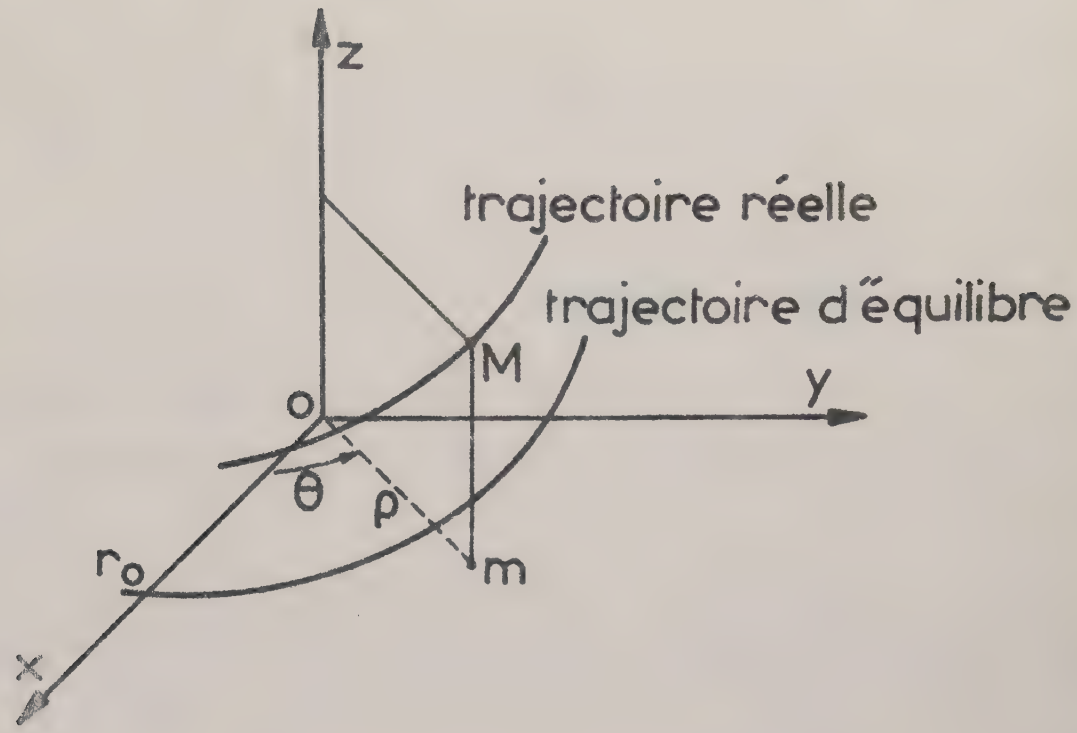
Un calcul au second ordre fait apparaître dans les équations bétatroniques des termes de couplage entre les oscillations verticales et radiales qui engendrent dans le mouvement radial des oscillations forcées de fréquences

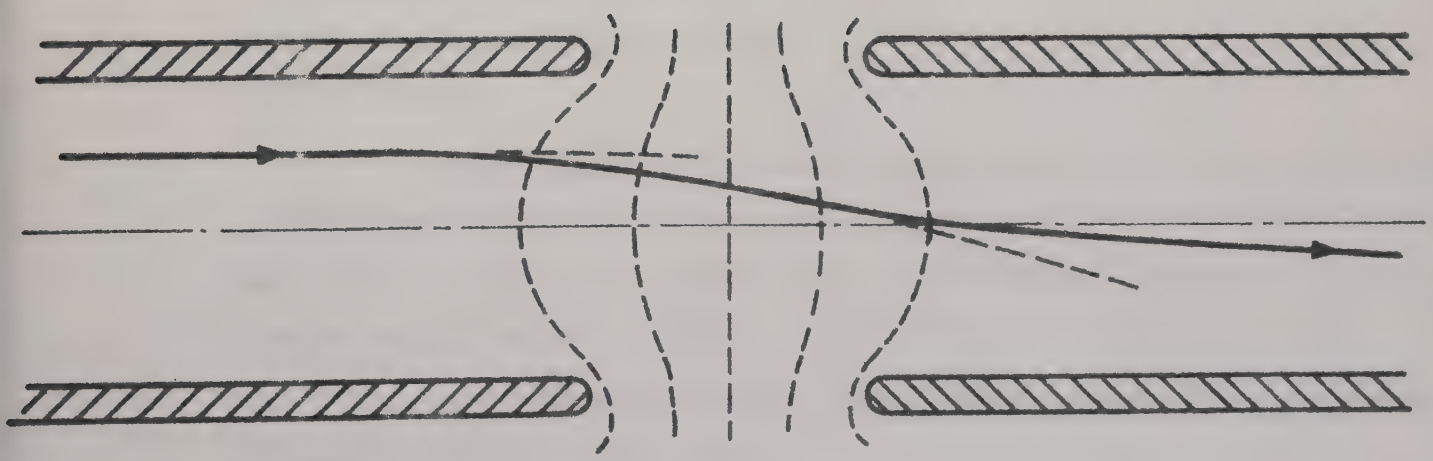
égale à $2\,\nu_z$, et dans le mouvement vertical des oscillations forcées de fréquence égale à $(\nu_r - \nu_z)$. Il y a donc un transfert périodique de l'énergie entre les oscillations verticales et radiales ; comme les oscillations radiales représentent une énergie importante, le transfert de cette énergie au mouvement vertical peut produire des oscillations verticales importantes susceptibles de causer la perte du faisceau. Nous observerons alors des résonances pour $\nu_r = k \cdot \nu_z$. Pour $k = 1$, nous avons la résonance correspondant à l'indice du champ $n = -\frac{r}{B}\frac{dB}{dr} = 0,5$. Pour $k = 2$, nous avons la résonance correspondant à $n = 0,2$. Compte tenu de la double inégalité (8), c'est cette résonance que nous avons le plus à craindre. En définitive, la décroissance radiale de l'induction magnétique α devra donc être comprise entre 0 et - 1,07 tesla par mètre.

Les particules subissent également l'action du champ électrique accélérateur à chaque passage entre les dees. Comme le montre la figure 6, la fente accélératrice joue le rôle d'une lentille convergente à son entrée et d'une lentille divergente à sa sortie (12). Pour que l'ensemble soit focalisant, il faut donc que le premier effet soit supérieur au second, ce qui a lieu lorsque la particule traverse la fente accélératrice au moment où le champ électrique décroît avec le temps (particule dont la phase est positive). Dans la région centrale, l'action focalisante du champ magnétique est très faible, donc les seules particules transmises seront celles dont la phase à l'origine est positive ; comme nous le verrons ultérieurement, nous avons précisément déplacé la source d'ions par rapport à la ligne des dees pour que la plupart des particules émises par la source ait une phase à l'origine voisine de + 30 degrés.

L'effet focalisant dû à l'augmentation de vitesse des particules au cours du passage est extrêmement faible après quelques révolutions, et

fig : 6





nous pouvons le négliger.

Le mouvement vertical des particules est finalement représenté par la relation :

$$\frac{d^2 z}{dN_2} = \beta^2 z \qquad \text{avec} \qquad \beta^2 = \frac{\pi^2 \alpha r_o}{B_o + \alpha r_o} - \frac{\pi e V_o \sin \varphi}{2W}$$

et la condition de focalisation s'écrit : $\beta^2 < 0$.

En tenant compte de la relation (6), nous pouvons écrire β^2 sous la forme :

$$\beta^2 = \frac{\pi^2 \alpha r_o}{B_o + \alpha r_o} - \frac{\pi e V_o}{2W} \sin \varphi_o' + \frac{\pi^2 E_o}{2W} \left[\sqrt{1 + \frac{e^2 c^2}{E_o^2} r_o^2 (\alpha r_o + B_o)^2} - 1 - \frac{2\pi e \gamma}{E_o} \left(\frac{2\alpha r_o^3}{3} + \frac{B_o r_o^2}{2} \right) \right] \quad (9)$$

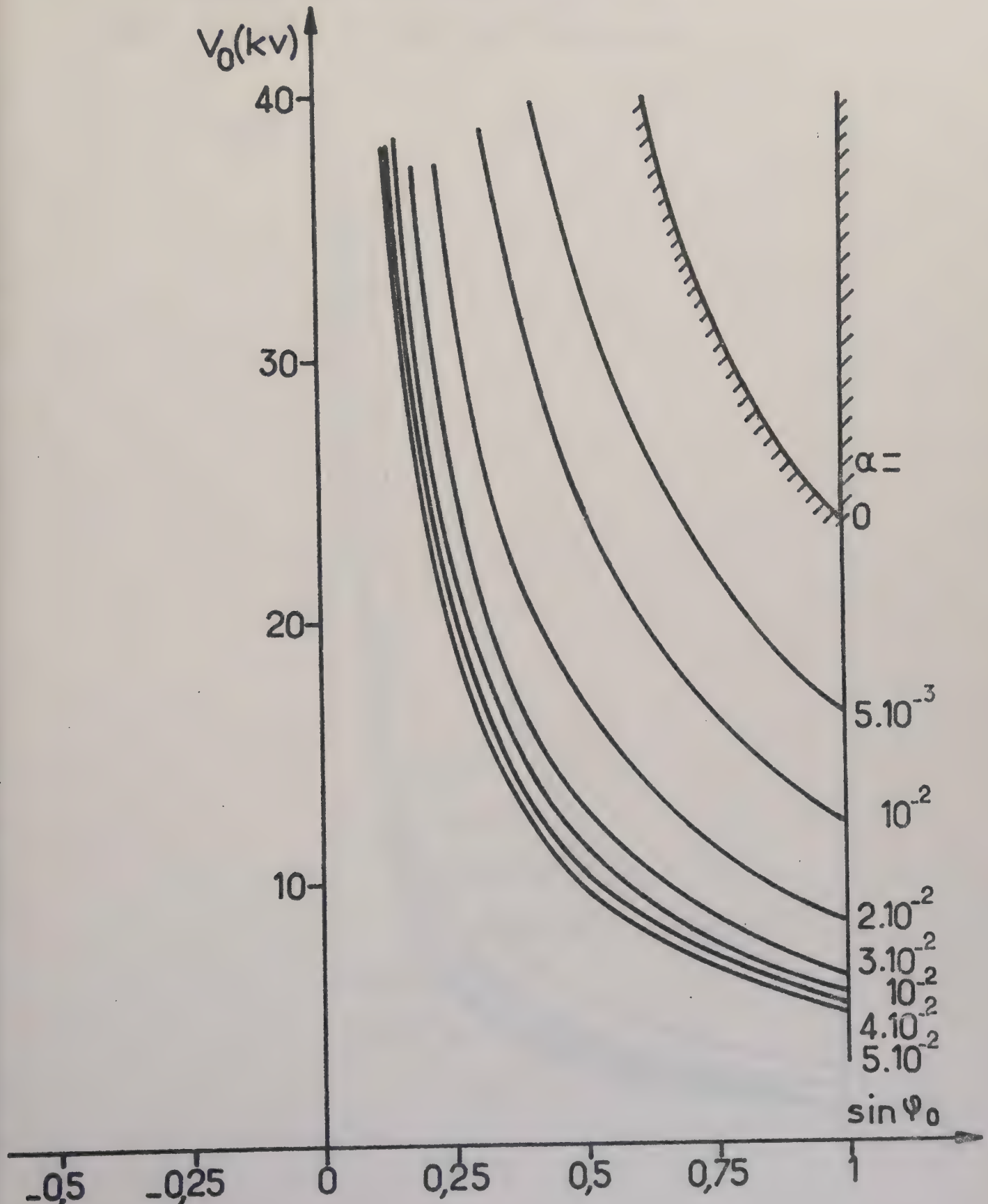
Nous avons calculé en fonction du rayon la valeur de $V_o \sin \varphi_o'$ qui rend β^2 nul ; la valeur maximum que prend cette expression dans toute la zone d'accélération, c'est-à-dire entre r = 0 et r = 0,25 m nous permet de déterminer, pour chaque valeur de la tension de crête V_o, l'intervalle de phase dans lequel doit se trouver φ_o' pour que la particule soit constamment focalisée. Les résultats que nous avons obtenus sont reportés sur les figures 7 et 8.

Les figures 9 et 10 nous donnent, pour différentes valeurs de la décroissance radiale de l'induction magnétique et pour différents types de particules, l'intervalle de phase φ_o' correspondant aux particules qui seront accélérées et focalisées jusqu'au rayon d'extraction.

Ces réseaux de courbes nous amènent à considérer les conditions de fonctionnement suivantes :

fig:7

Condition de focalisation des protons



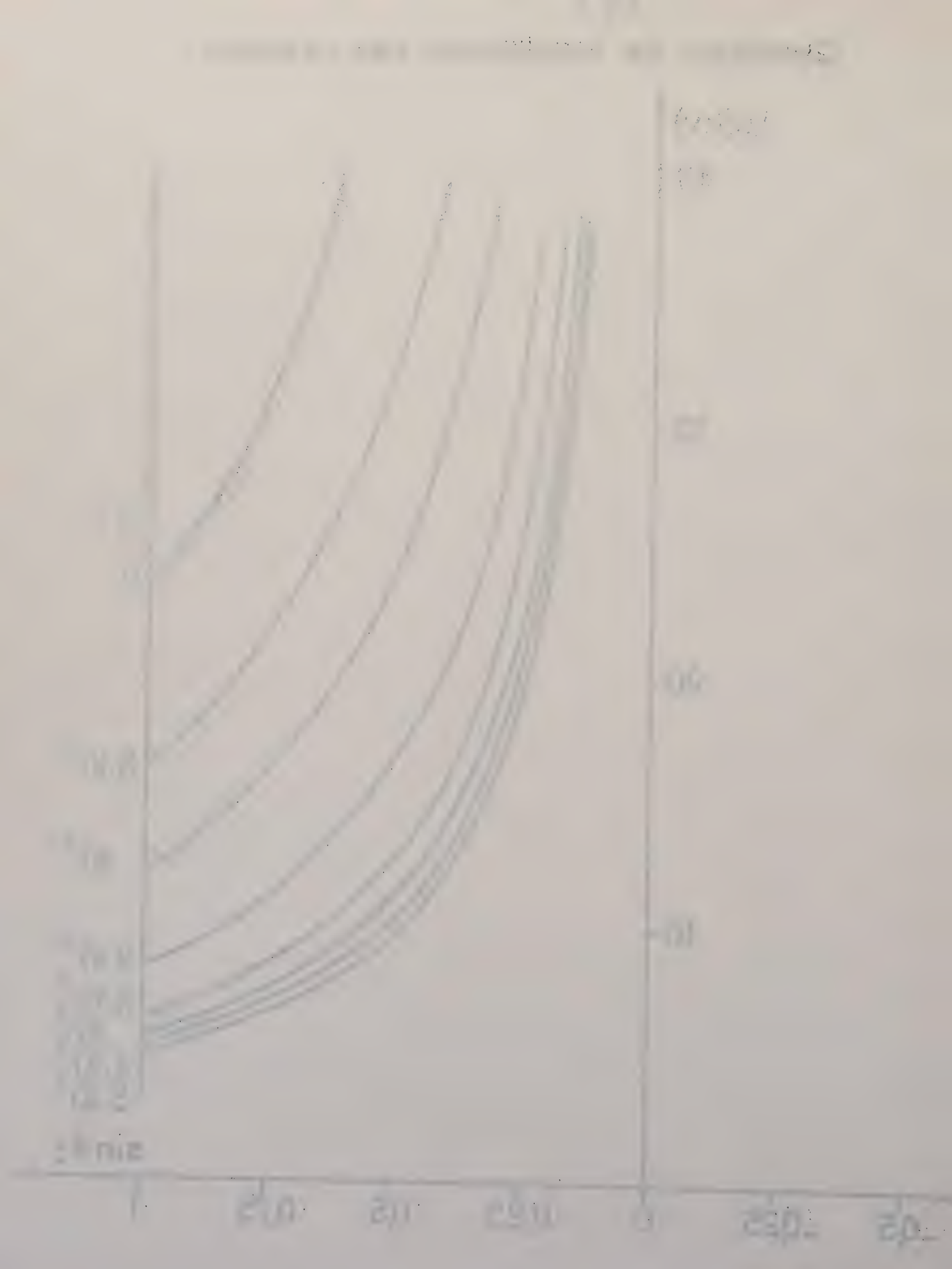


fig: 8

Condition de focalisation des deutons et des particules α

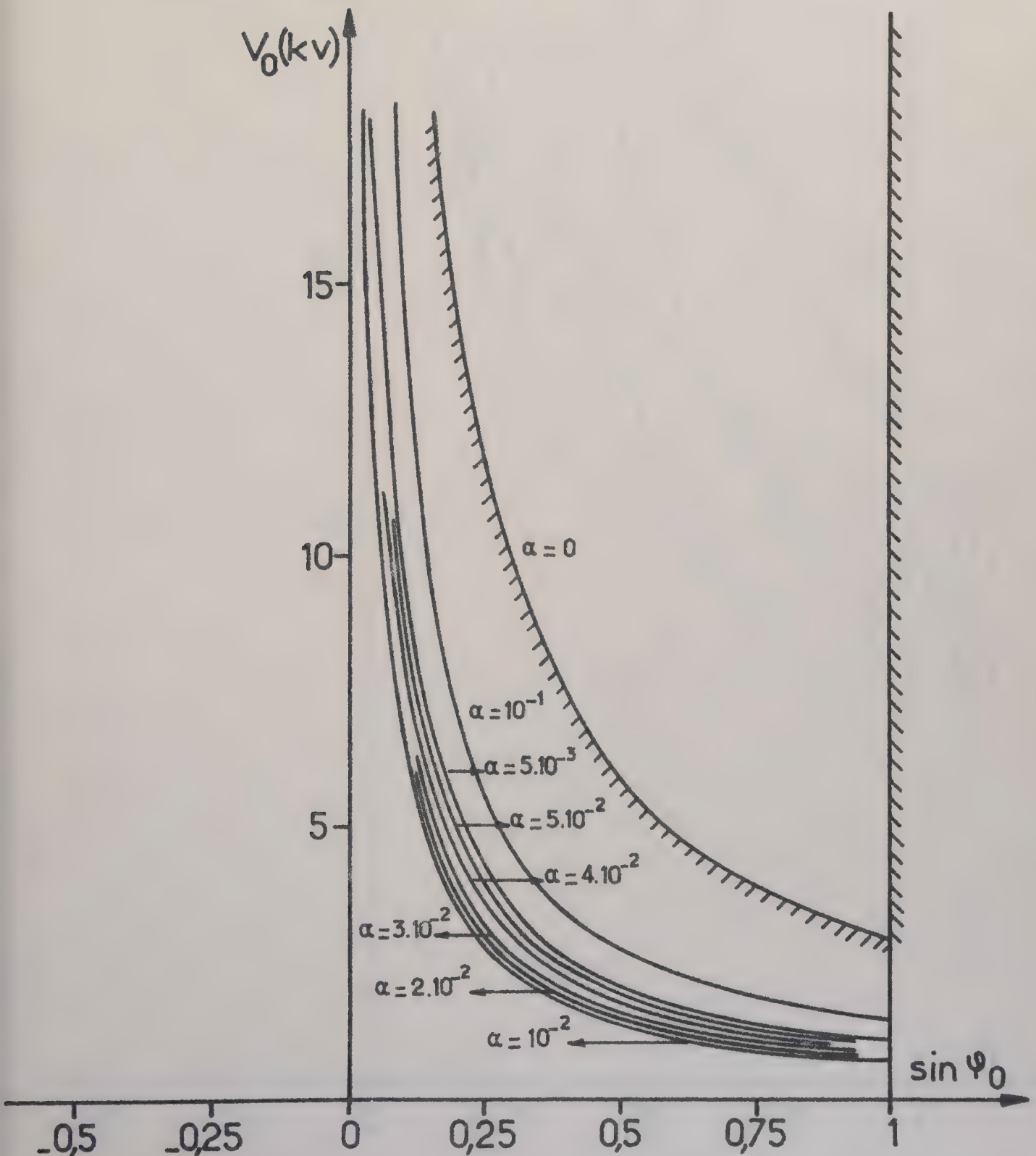


fig:9

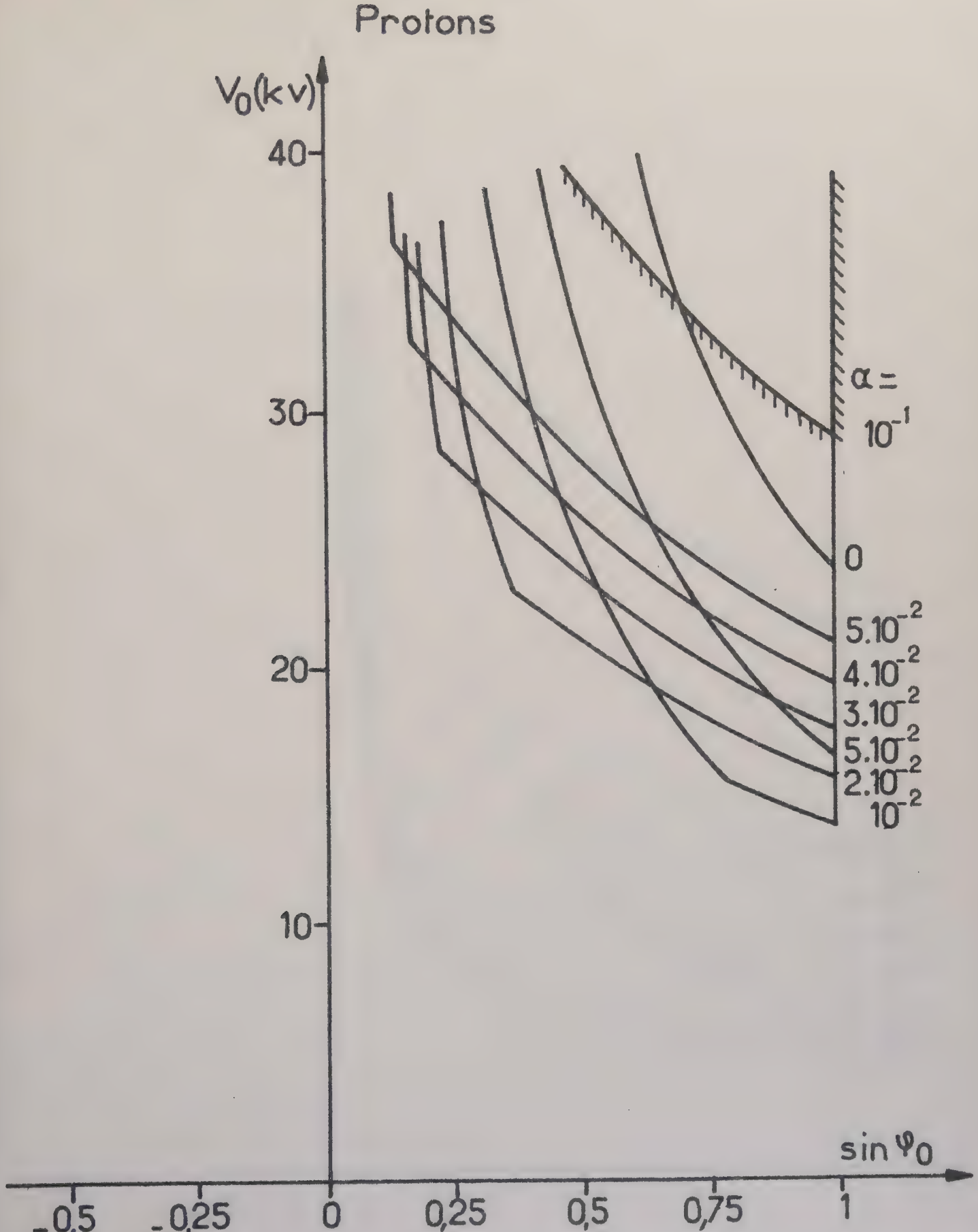
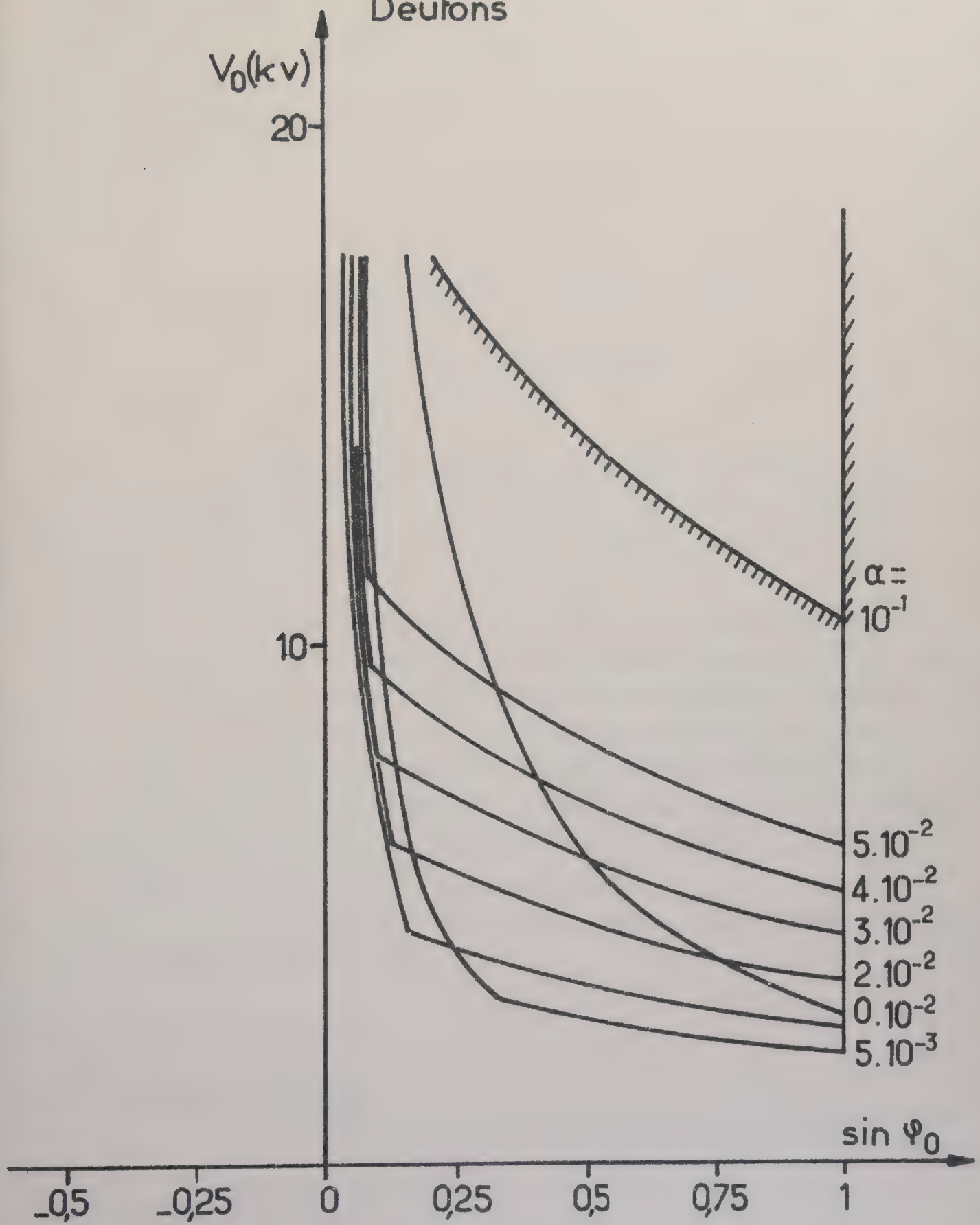

Protons
V_0(kv)
40
30
20
10
α =
10^{-1}
0
5.10^{-2}
4.10^{-2}
3.10^{-2}
5.10^{-2}
2.10^{-2}
10^{-2}
sin φ_0
-0,5
-0,25
0
0,25
0,5
0,75
1

fig: 10


Deutons
V_0(kv)
20
10
α =
10^{-1}
5.10^{-2}
4.10^{-2}
3.10^{-2}
2.10^{-2}
0.10^{-2}
5.10^{-3}
sin φ_0
-0,5
-0,25
0
0,25
0,5
0,75
1

- pour l'accélération des protons :

$$\alpha \simeq 3.10^{-2} \text{ tesla par mètre}$$

$$V_o \geqslant 30\,000 \text{ volts}$$

- pour l'accélération des deutons et des particules α :

$$\alpha \simeq 10^{-2} \text{ tesla par mètre}$$

$$V_o \geqslant 5\,000 \text{ volts}$$

Si nous voulons accélérer les 3 types de particules, nous devrons donc prévoir une décroissance radiale de l'induction voisine de 3.10^{-2} tesla par mètre, et une tension accélératrice de crête au moins égale à 30 kV .

L'examen des différents cyclotrons en fonctionnement nous a amenés à choisir la hauteur libre à l'intérieur des dees égale à 5 cm , pour nous permettre d'obtenir un faisceau d'intensité raisonnable (quelques dizaines de microampères) . Si nous prévoyons une distance des dees par rapport à la masse d'environ 3 cm, ce qui semble suffisant pour tenir la tension H. F. dont nous avons besoin, nous sommes amenés à fixer l'entrefer de l'électro-aimant à 12 cm . La chambre à vide devra alors être adaptée directement sur les pôles de l'aimant.

Voyons maintenant comment sont constitués les différents éléments de notre Cyclotron.

II - CHAMP MAGNETIQUE

A) ELECTRO-AIMANT

Le champ magnétique est produit par un électro-aimant ; pour

mieux comparer les propositions des différents constructeurs, nous avons calculé le nombre d'ampères-tours nécessaire à l'excitation d'un tel électro-aimant (60 cm de diamètre , 12 cm d'entrefer et 1,6 tesla au centre) ; la figure 11 représente la puissance électrique nécessaire à l'excitation de l'électro-aimant en fonction du poids de cuivre des bobinages ; le poids d'acier reste sensiblement constant et voisin de 11 tonnes.

Comme le prix de l'électro-aimant croît très vite avec l'importance des bobinages, nous avons dû admettre une consommation de puissance électrique relativement élevée.

Dans un cyclotron à énergie variable, l'une des principales difficultés provient du fait qu'il faut faire varier la valeur du champ magnétique. En effet, les tubes de force magnétiques ont tendance à converger vers la région où les pôles se raccordent à la culasse, créant ainsi des saturations locales qui varient avec l'excitation des bobinages. Les modifications de la configuration magnétique dans la zone d'accélération qui résultent de ces variations doivent être au moins partiellement compensées par des bobines de correction.

Pour pallier à cette difficulté, nous avons utilisé les travaux de H. KUMAGAI (15) sur les pôles à induction constante, et nous avons prévu, à la place des pôles cylindriques habituels, des pôles profilés suivant la loi :

$$\frac{r - r_o}{d} = \mathrm{Log}_e \left[\frac{z}{d} + \sqrt{\frac{z^2}{d^2} - 1} \right] \qquad (10)$$

où $r_o = 0,30$ m est le rayon des faces polaires

et $d = 0,06$ m est la demi-épaisseur de l'entrefer .

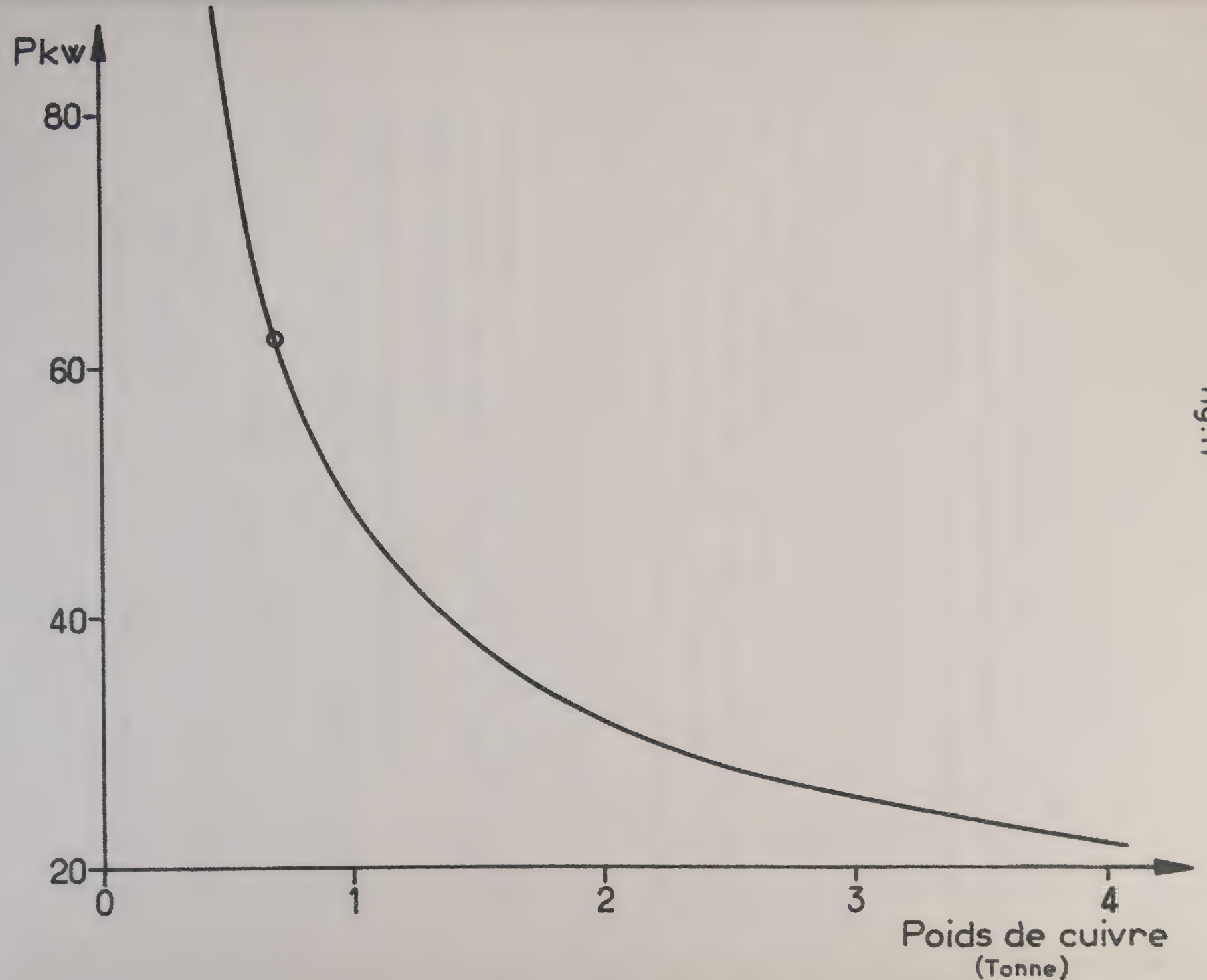
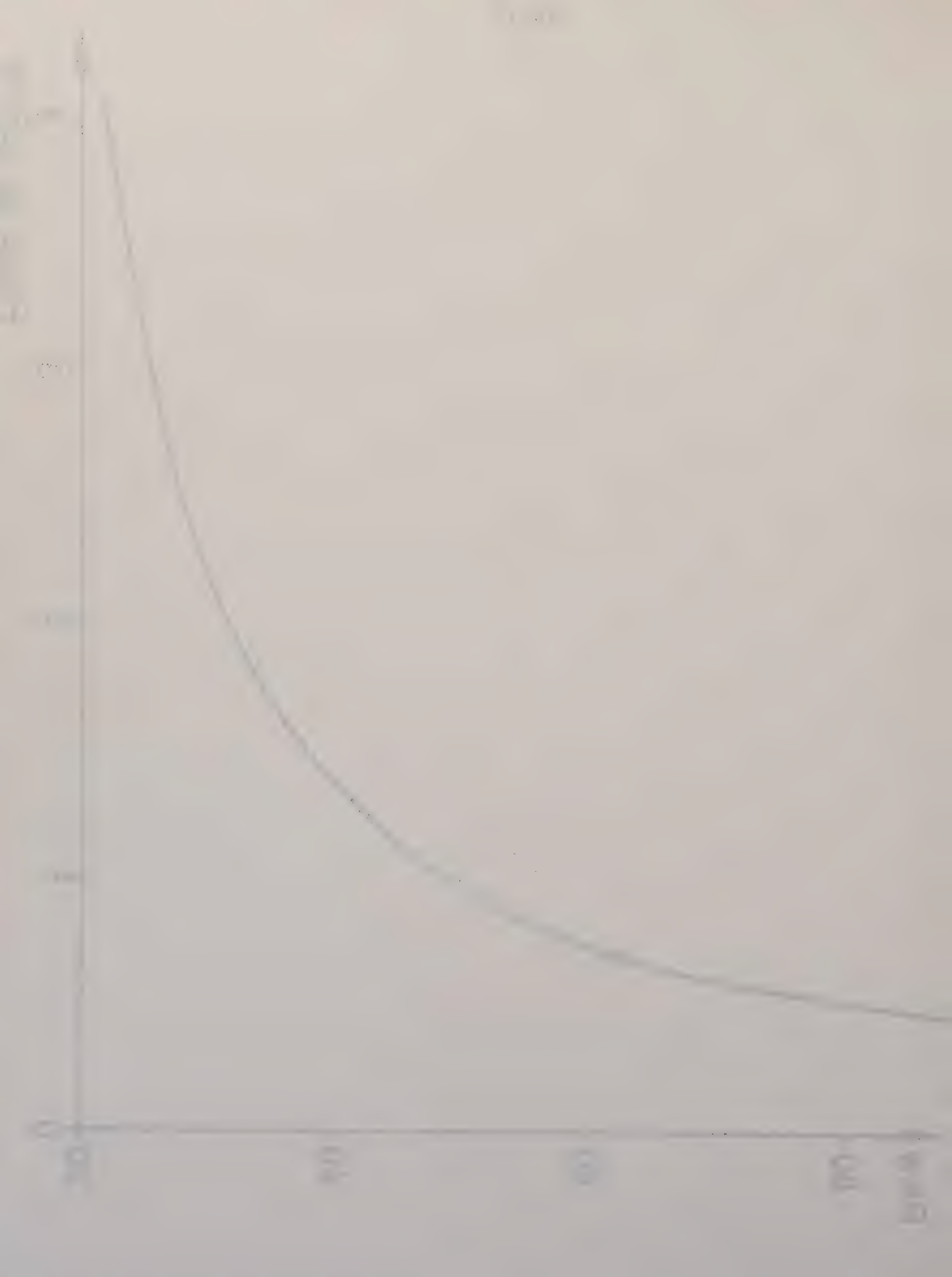


Fig:11



Ces pôles ont la propriété d'avoir une induction magnétique uniforme (les tubes de force magnétique y sont parallèles) . La forme de la configuration magnétique dans l'entrefer n'est donc plus concernée par les phénomènes de saturation qui s'exercent non plus localement mais sur la totalité du volume des pôles.

La figure 12 représente une coupe de notre électro-aimant, et la figure 13 une comparaison entre le profil théorique des pôles et le profil réel qui tient compte de certaines exigences d'ordre mécanique (adaptation de la chambre à vide, fixation des bobinages) .

Chacune des bobines d'excitation comprend 8 double galettes de 30 spires réalisées en conducteur de cuivre électrolytique de section carrée (8 x 8 mm^2) comportant un trou central de 4 mm de diamètre destiné au refroidissement.

L'isolement des conducteurs est obtenu par un guipage au ruban de coton à demi recouvrement, par des intercalaires en verre stratifié araldite assurant un écart constant de 2 mm d'un conducteur à l'autre, et par le fait que chaque bobine a été imprégnée et surmoulée à l'araldite après déshydratation au four.

B) EXCITATION DES BOBINAGES DE L'ELECTRO-AIMANT

Ces bobinages sont alimentés par un groupe tournant comprenant :

a) un moteur d'entraînement à rotor bobiné de 150 kW

b) une génératrice à courant continu de 120 kW capable de fournir 500 A sous 240 V

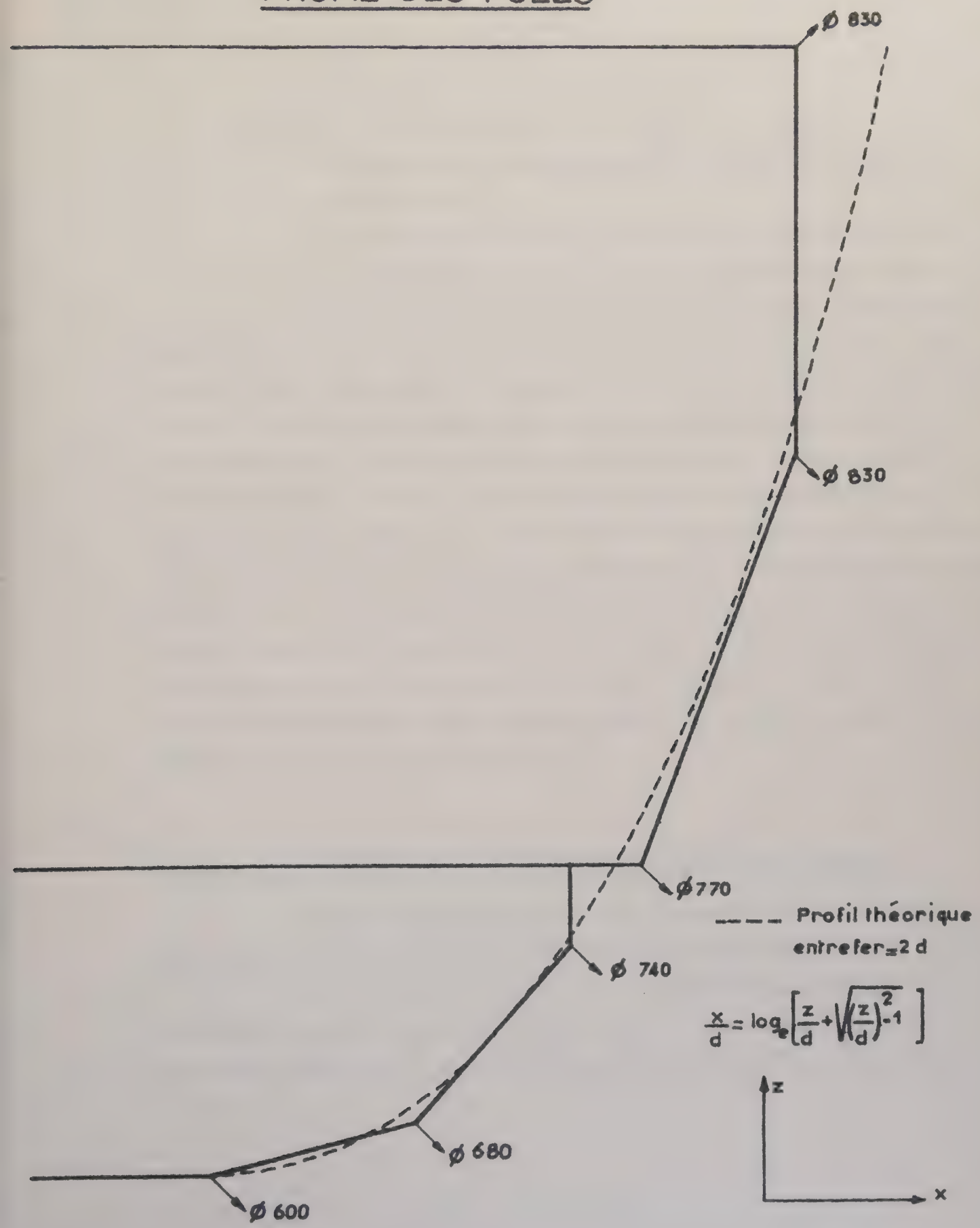
c) une excitatrice de 1,2 kW dont la puissance d'excitation est voisine

Fig:12

330
1030
2060
1400
1030
330
178
204
178
168
16
Ø 600
Ø 680
Ø 740
Ø 880
Ø 912
Ø 1248
16
168
80 80 50 10 10 50 80 80
220 120 220
330
560
330
610
610
1220

fig: 13

PROFIL DES POLES



de 100 W ; ses enroulements d'excitation comprennent :

- un enroulement principal destiné à fournir la totalité des ampères-tours
- un enroulement auxiliaire à point milieu dont chaque moitié est capable de fournir le quart des ampères-tours totaux.

Ces enroulements sont alimentés par une chaîne de régulation transistorisée réalisée dans le service d'Electronique du Laboratoire Joliot-Curie à Orsay. Cette chaîne de régulation, qui permet d'obtenir une stabilité de 2.10^{-4} sur le champ magnétique, est basée sur le principe suivant : un shunt thermostaté, branché en série dans le circuit de l'électro-aimant, produit une chute de tension (300 mV pour le courant maximum de 500 A) ; cette tension est comparée par l'intermédiaire d'un vibreur à une tension de référence et la différence de tension est appliquée à l'entrée des alimentations destinées aux enroulements auxiliaires qui, par leur action sur l'excitation de la génératrice, compensent ainsi toute variation de courant dans les bobines de l'électro-aimant, donc toute modification de l'induction magnétique dès que l'équilibre thermique est atteint (la stabilité de 2.10^{-4} est atteinte après 2 heures de fonctionnement environ).

C) REFROIDISSEMENT DES BOBINAGES DE L'ELECTRO-AIMANT

Comme l'eau de ville dont nous disposons est très calcaire, nous avons dû prévoir une circulation interne d'eau distillée.

Les 16 double-galettes dont se composent les bobinages de l'électro-aimant sont connectées en parallèle au point de vue hydraulique de manière à diminuer la perte de charge dans le circuit. La circulation

de l'eau distillée est assurée par un groupe électropompe capable de débiter 3 m^3/h sous une pression de 10 Kg/cm^2 .

L'eau distillée, après avoir absorbé les 120 kW dissipés par effet Joule dans les bobines, ce qui se traduit par une élévation de sa température d'environ 30° C, est refroidie par une circulation d'eau de ville à l'intérieur d'un échangeur de chaleur. Cet échangeur, que nous avons étudié et réalisé au Laboratoire (16), est du type à circulation méthodique ; il est très simple à construire et a un très bon rendement car nous y obtenons deux circulations très "turbulentes" tout en conservant des pertes de charge très faibles. Il comporte 4 rampes en série ; chaque rampe mesure 3 m de longueur et est composée d'un tube standard de 76 mm de diamètre intérieur destiné à la circulation de l'eau distillée, dans lequel sont disposés 26 tubes de cuivre, de 8 mm de diamètre intérieur et de 10 mm de diamètre extérieur, dans lesquels nous faisons circuler l'eau de ville (et ceci pour des raisons de facilité de nettoyage).

A pleine puissance, la température de l'eau distillée à la sortie de l'électroaimant reste inférieure à 50° C, ce qui est tout à fait satisfaisant.

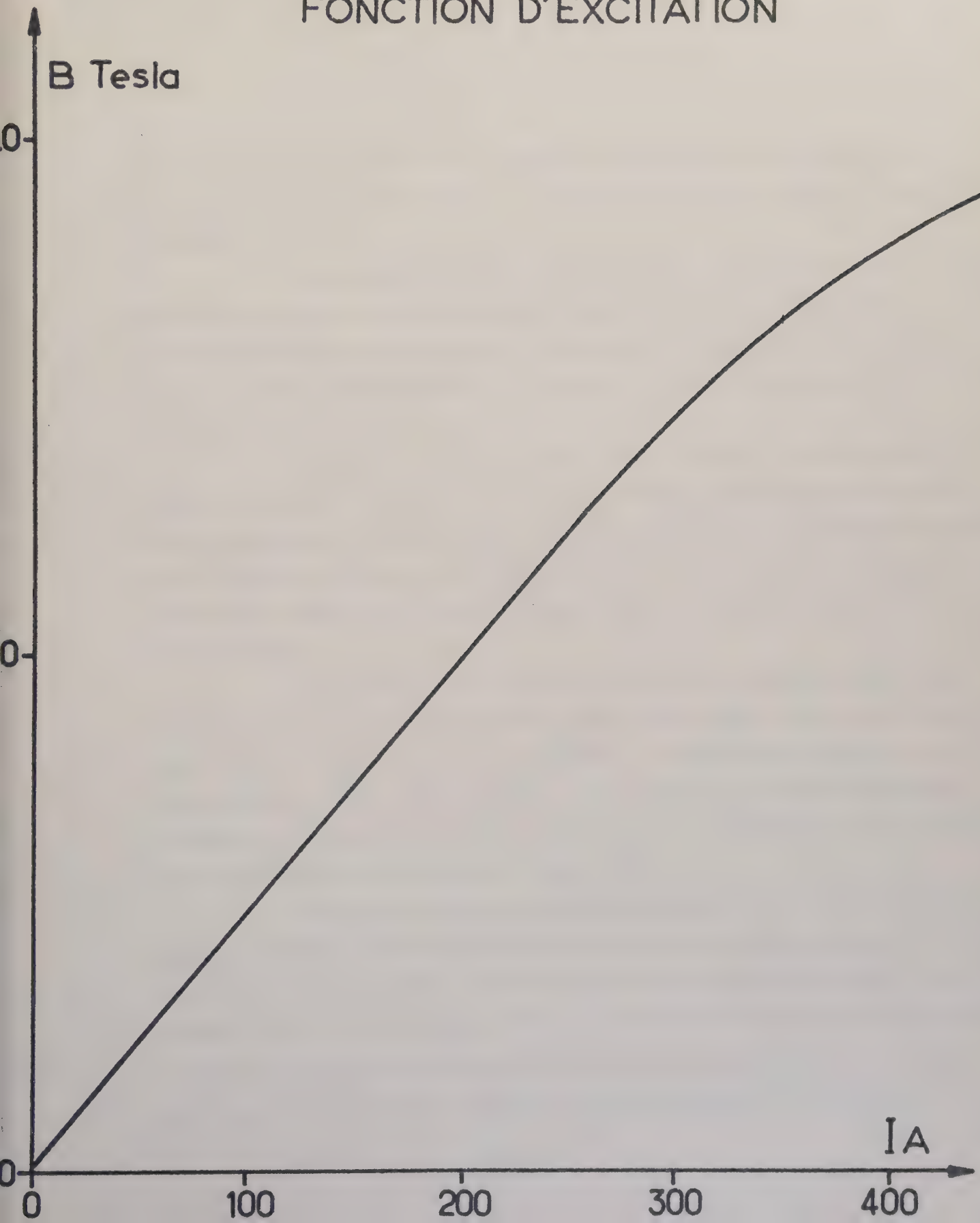
D) MESURES DE CHAMP

Toutes les mesures de champ ont été faites au fluxmètre à l'aide d'une bobine sonde de 1 cm^2 comportant une centaine de spires ; cet appareillage très simple permet de mesurer des variations de champ magnétique de 5 gauss.

La figure 14 représente la fonction d'excitation de l'électroaimant, obtenue par retournement de la bobine sonde au centre de la machine.

fig: 14

FONCTION D'EXCITATION



Les phénomènes de saturation magnétique commencent à apparaître vers 1,3 tesla, et l'induction maximum de 2,0 tesla est atteinte pour un courant d'excitation de 478 A.

Des mesures radiales et azimuthales ont été effectuées à l'aide d'un dispositif qui comprend une règle capable de pivoter autour d'un axe confondu avec l'axe de la machine, et un curseur mobile le long de cette règle. La bobine sonde, fixée sur le curseur, se déplaçait dans le plan médian de la machine.

Les déplacements azimuthaux de la sonde, pour différentes valeurs du rayon, nous ont montré que les inhomogénéités azimuthales du champ magnétique sont inférieures à 0,05 % dans toute la zone d'accélération, donc tant que le rayon reste inférieur à 25 cm ; au-delà de cette valeur, nous avons détecté des "trous" correspondant aux boulons de fixation des faces polaires.

Les figures 15 et 16 représentent la décroissance radiale de l'induction magnétique, exprimée en %, pour différentes valeurs de l'induction au centre (chaque mesure était obtenue par déplacement rapide de la sonde depuis le centre de la machine, pour éviter les dérives éventuelles du fluxmètre). Comme nous nous y attendions, les phénomènes de saturation modifient très peu la configuration magnétique.

Nous avons cherché la position du plan médian magnétique en déplaçant verticalement la sonde tout en la maintenant dans un plan vertical et normal au plan contenant l'axe des pôles et le centre de la sonde ; nous atteignons ainsi la composante radiale du champ, qui change de signe lorsque la sonde traverse le plan médian (la traversée du plan médian correspond donc à un maximum ou à un minimum sur le fluxmètre). Ces mesures,

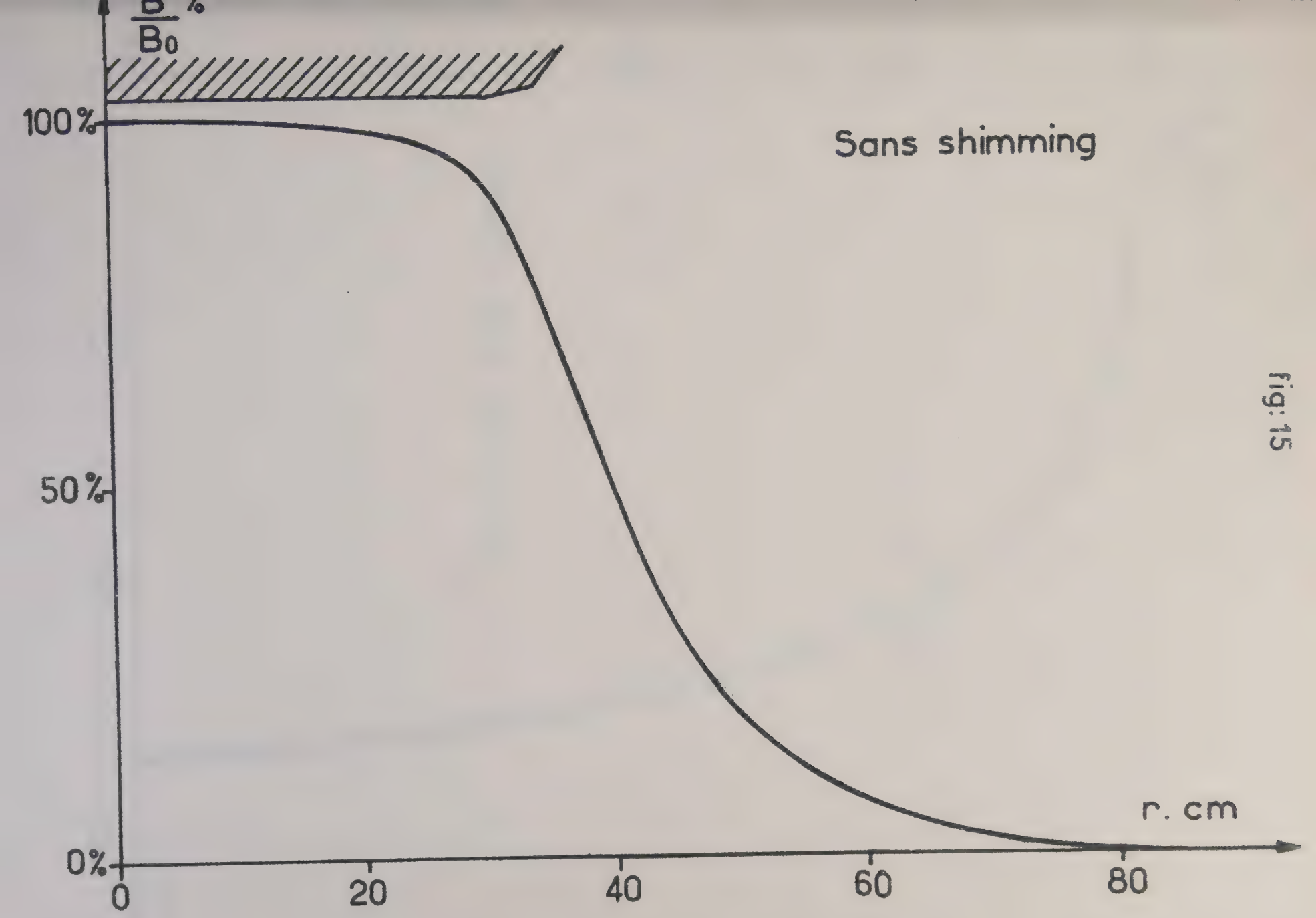


fig: 15

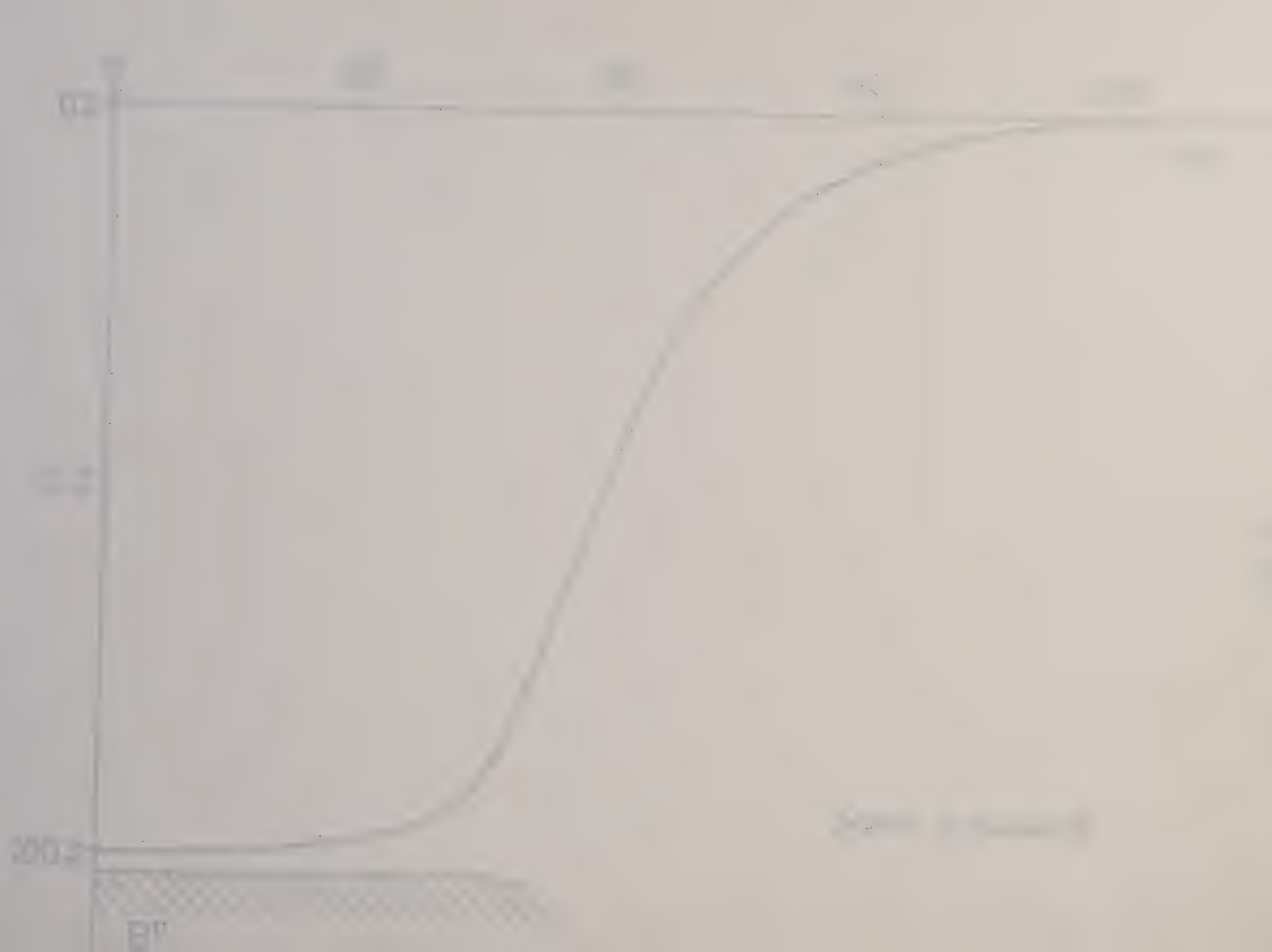
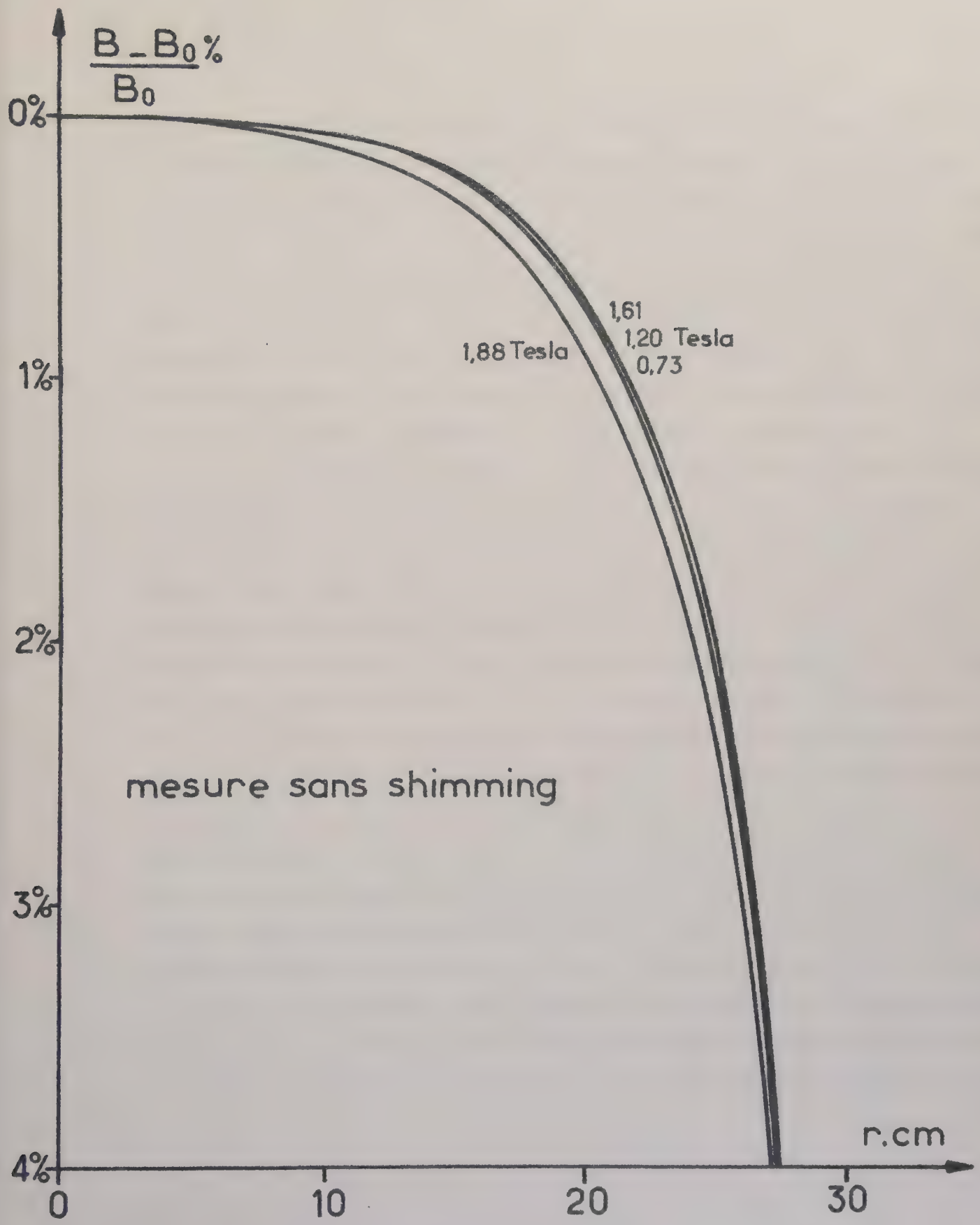


Fig:16

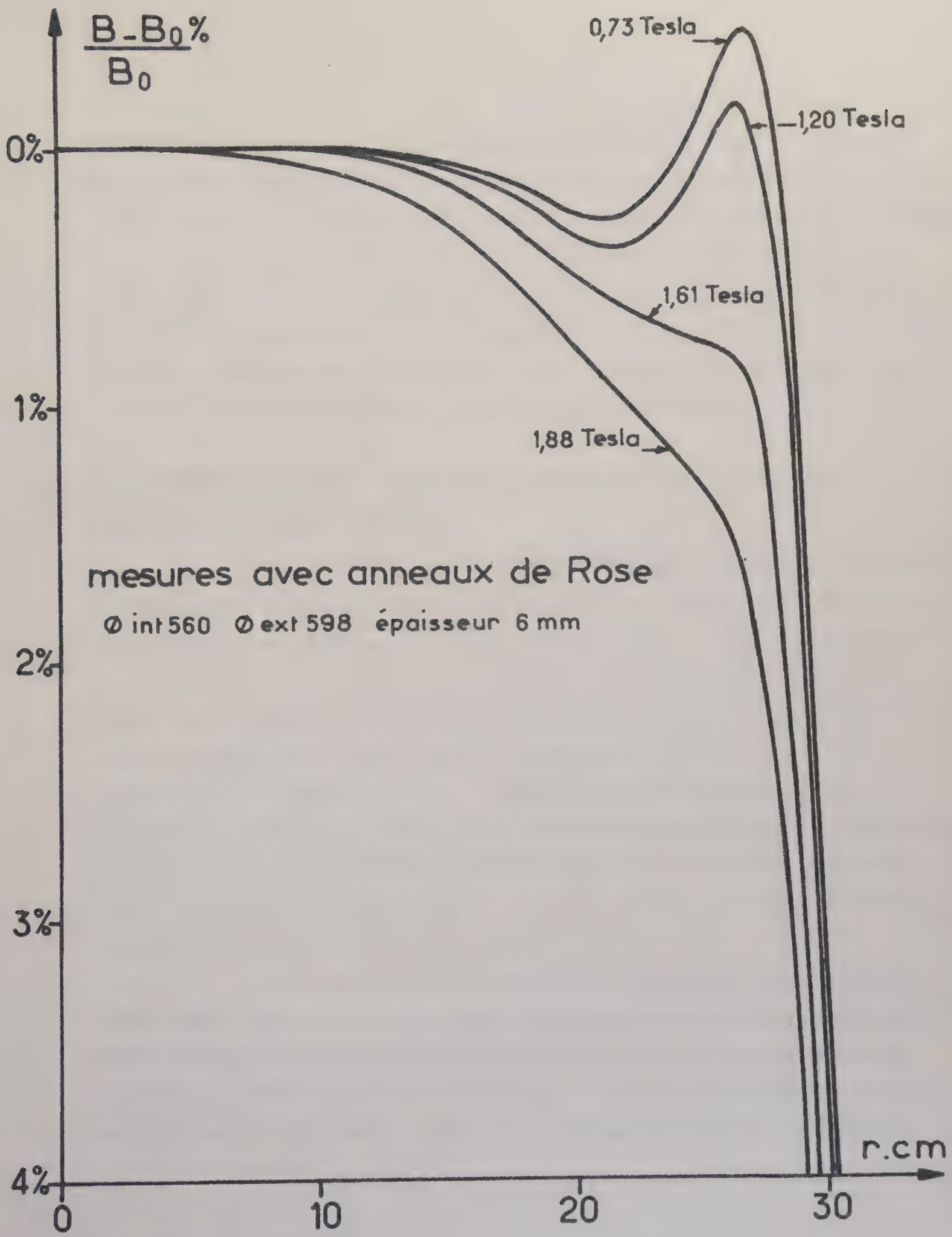

B - B0 %
B0
0%
1%
2%
3%
4%
1,88 Tesla
1,61
1,20 Tesla
0,73
mesure sans shimming
r.cm
0
10
20
30

effectuées à différents angles dans le champ de fuite de l'aimant pour en augmenter la précision, nous ont permis de constater que le plan médian magnétique est confondu avec le plan médian géométrique à $\pm$ 0,5 mm près.

Comme nous l'avons vu précédemment, la décroissance radiale du champ magnétique produit un déphasage des particules par rapport à la tension accélératrice ; comme le champ magnétique décroît toujours beaucoup près des bords des faces polaires, on place généralement contre ces bords des anneaux d'acier destinés à augmenter le champ dans leur voisinage et par là-même à augmenter l'énergie maximum des particules.

Nous avons construit de tels anneaux, dont les caractéristiques ont été déduites des travaux de M.E. ROSE (17), et nous avons effectué une nouvelle série de mesures de décroissance radiale ; la figure 17, sur laquelle nous avons porté nos résultats, met en évidence des phénomènes de saturation locale très importants. Nous avons donc dû opérer un choix ; l'utilisation des anneaux de ROSE nous permet d'augmenter l'énergie maximum des particules d'environ 12 % , ce qui est, certes, très intéressant, mais aux dépends de la souplesse de fonctionnement de l'appareil. En effet, le cyclotron ne peut fonctionner qu'avec un champ magnétique radialement décroissant pour assurer la focalisation des particules et de ce fait, la bande d'énergies que nous pouvons couvrir avec des protons par exemple qui s'étend en principe de 750 keV à 7 MeV (cette bande d'énergie correspond à la bande de fréquence couverte par l'installation haute fréquence) se trouve réduite à la bande de 5,7 MeV à 7,85 MeV. D'autre part, comme nous pouvons le constater sur la figure 17, la configuration magnétique dans la région de l'extraction, c'est-à-dire essentiellement entre r = 24 cm et r = 35 cm, varie très fortement avec l'induction magnétique au centre de

fig: 17


B - B0 %
B0
0,73 Tesla
1,20 Tesla
1,61 Tesla
1,88 Tesla
0%
1%
2%
3%
4%
mesures avec anneaux de Rose
Ø int 560 Ø ext 598 épaisseur 6 mm
r.cm
0
10
20
30

la machine, donc avec l'énergie d'extraction des particules, ce qui signifie que nous devrons modifier la structure géométrique du dispositif d'extraction à chaque fois que nous voudrons changer l'énergie des particules (sur certains cyclotron, ces modifications sont faites automatiquement, mais cela nécessite la mise au point d'une installation extrêmement complexe). Nous avons donc préféré fonctionner sans aucun shimming, ce qui devrait nous permettre d'extraire n'importe quel type de particule à n'importe quelle énergie sans toucher à la position géométrique du dispositif d'extraction.

III - ACCELERATION ET FOCALISATION DES PARTICULES AVEC LE CHAMP MAGNETIQUE MESURE

Connaissant la configuration magnétique dans l'entrefer de notre électro-aimant , nous avons cherché à "suivre" les particules au cours de leur accélération. Pour ce faire, nous avons calculé, à chaque passage des particules à travers l'intervalle accélérateur, leur phase par rapport à la tension accélératrice, leur position géométrique, ainsi que l'angle de leur vecteur vitesse avec le plan médian de la machine. Ces calculs ont été effectués sur l'ordinateur I.B.M. 1620 de la Faculté des Sciences de Bordeaux, à l'aide de la relation (6) et d'une relation analogue à la relation (9) mais qui tient compte du fait que l'intervalle accélérateur n'est pas infiniment mince (effet de lentille épaisse) et de la variation du champ électrique pendant la traversée de l'intervalle accélérateur.

Etant donnée la faible capacité de l'ordinateur dont nous disposions, nous n'avons pas pris nos conditions initiales à la sortie de la source d'ions (ce qui aurait nécessité l'introduction de la cartographie de champ électrique au voisinage de la source d'ions) , mais à la seconde présentation des ions devant l'intervalle accélérateur. Comme l'intervalle accélérateur

que nous prévoyons est très petit, les calculs que nous avons effectués sont valables dès cet instant avec une assez bonne approximation.

Nous avons fait varier l'induction magnétique au centre de la machine, la fréquence du champ électrique accélérateur, la valeur de crête du champ accélérateur ainsi que les conditions d'injection des ions (position verticale des ions, angle d'émission par rapport au plan médian de la machine, et phase).

W.I.B. SMITH (18) a remarqué sur le cyclotron de CANBERRA que l'intensité du faisceau est augmentée lorsqu'on décale la source d'ions par rapport à l'intervalle accélérateur. En effet, supposons que ce décalage soit fait de telle sorte que les particules, après leur extraction de la source d'ions, décrivent un arc d'ouverture supérieure à 180 degrés (dans le cas où les dees ont 180 degrés d'ouverture) ; ces particules, qui sont pour la plupart d'entre elles extraites de la source d'ions avec une phase voisine de zéro (c'est-à-dire au moment où le champ électrique accélérateur est maximum), vont se retrouver devant l'intervalle accélérateur avec une phase positive et sensiblement égale à l'angle α' que fait la droite qui relie le centre de la machine à la fente d'extraction de la source d'ions avec le plan médian de l'intervalle accélérateur (figure 35) . Le fait que les ions aient en début d'accélération une phase positive présente un double avantage :

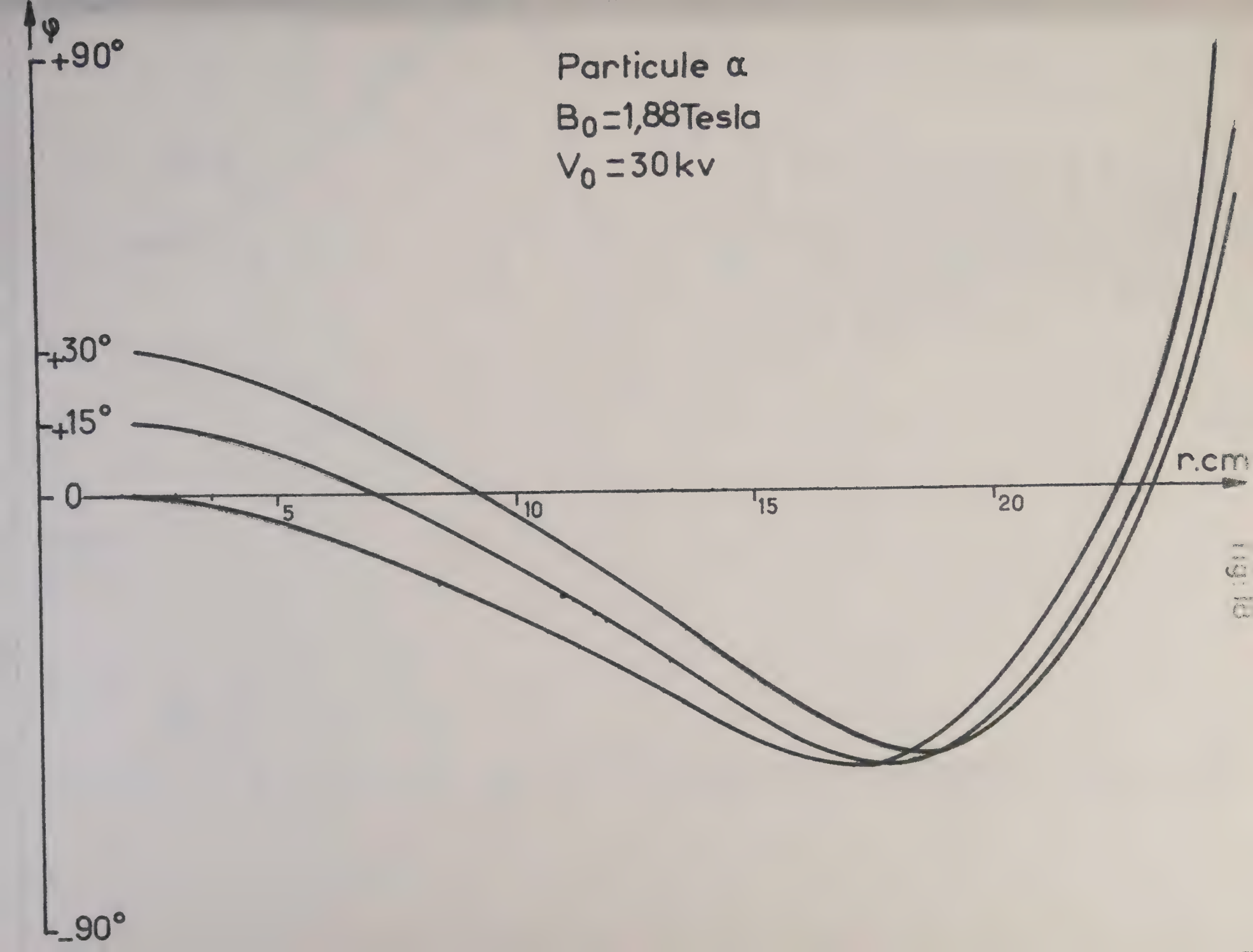
- l'excursion en phase des ions pendant l'accélération est augmentée de l'angle α' , ce qui correspond à une augmentation de l'énergie maximum, comme le montre la figure 18 sur laquelle nous avons tracé l'évolution de la phase de 3 particules α ayant respectivement pour phase à l'origine 0 degré, + 15 degrés , et + 30 degrés .

- dans toute la région centrale, où la focalisation magnétique est faible, les particules conservent une phase positive (figure 18) et sont donc focalisées par le champ électrique. Ceci est illustré par la figure 19 qui représente l'évolution dans le plan vertical de 2 particules α ayant respectivement pour phase à l'origine 0 degré et + 30 degrés (les particules considérées sont émises dans le plan médian de la machine et font un angle de 1 degré avec ce plan).

Au cours du second passage des particules à travers l'intervalle accélérateur, les ions vont acquérir un supplément d'énergie voisin de $eV_o \cos \alpha'$, et ce supplément d'énergie doit être suffisant pour permettre aux ions de contourner la cheminée de la source d'ions ; nous sommes donc limités dans la valeur que nous pouvons attribuer à α'. Après examen des différentes possibilités, nous avons décidé de décaler la source d'ions de 30 degrés par rapport à l'intervalle accélérateur.

Considérons la figure 20, sur laquelle nous avons représenté l'évolution de la phase de particules α pour différentes valeurs de la fréquence du champ accélérateur (f_o est la fréquence cyclotron des particules au centre de la machine). Si nous fixons le rayon d'extraction à 24 cm, les particules atteindront ce rayon d'extraction pourvu que la fréquence H.F. soit comprise entre 0,9940 et 0,9915 f_o, et elles s'y présenteront avec une séparation des orbites supérieure à 1 mm (donc dans de bonnes conditions pour être extraites) si la fréquence H.F. est comprise entre 0,9930 f_o et 0,9915 f_o.

Le fonctionnement correct de la machine nécessite donc une stabilité de la fréquence H.F. au moins égale à 15.10^{-4} (en supposant le champ magnétique rigoureusement constant), ou, ce qui revient au même (puisque $F = \frac{1}{2\pi} \frac{e}{m} B$) une stabilité du champ au moins égale à 15.10^{-4}


φ
+90°
Particule α
B0=1,88Tesla
V0=30kv
+30°
+15°
0
r.cm
5
10
15
20
-90°

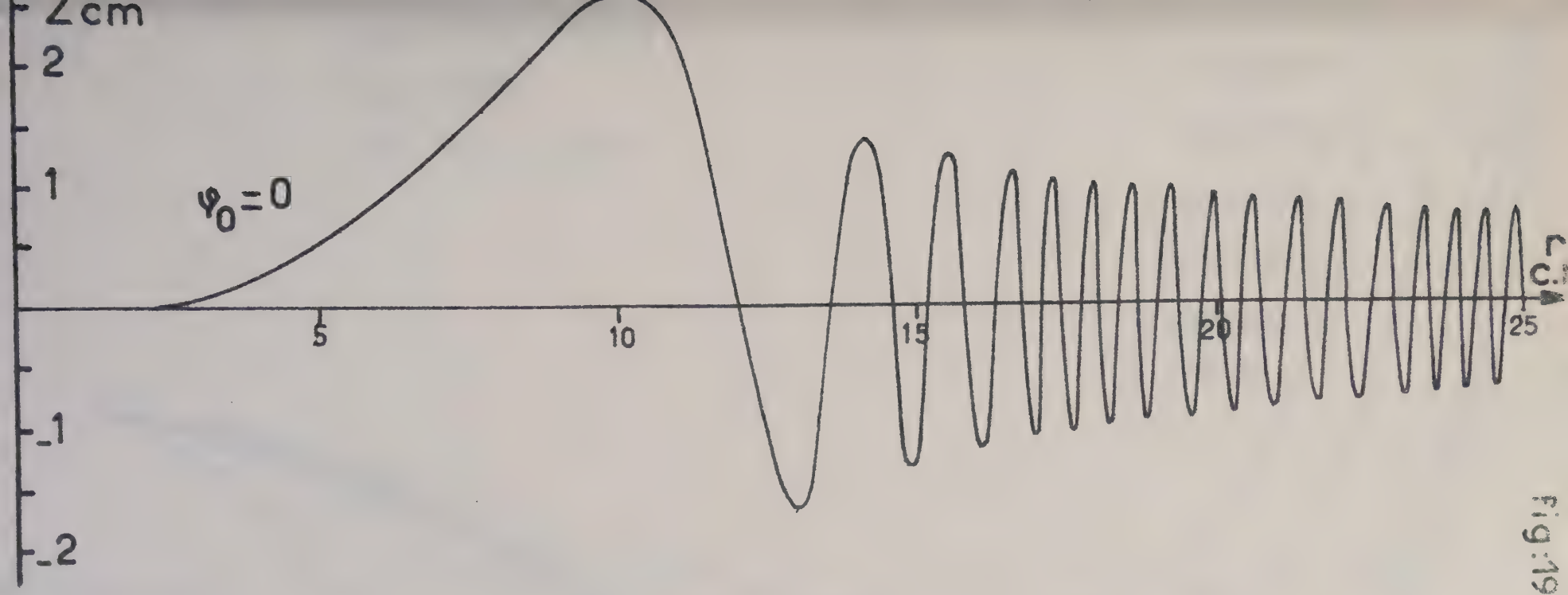
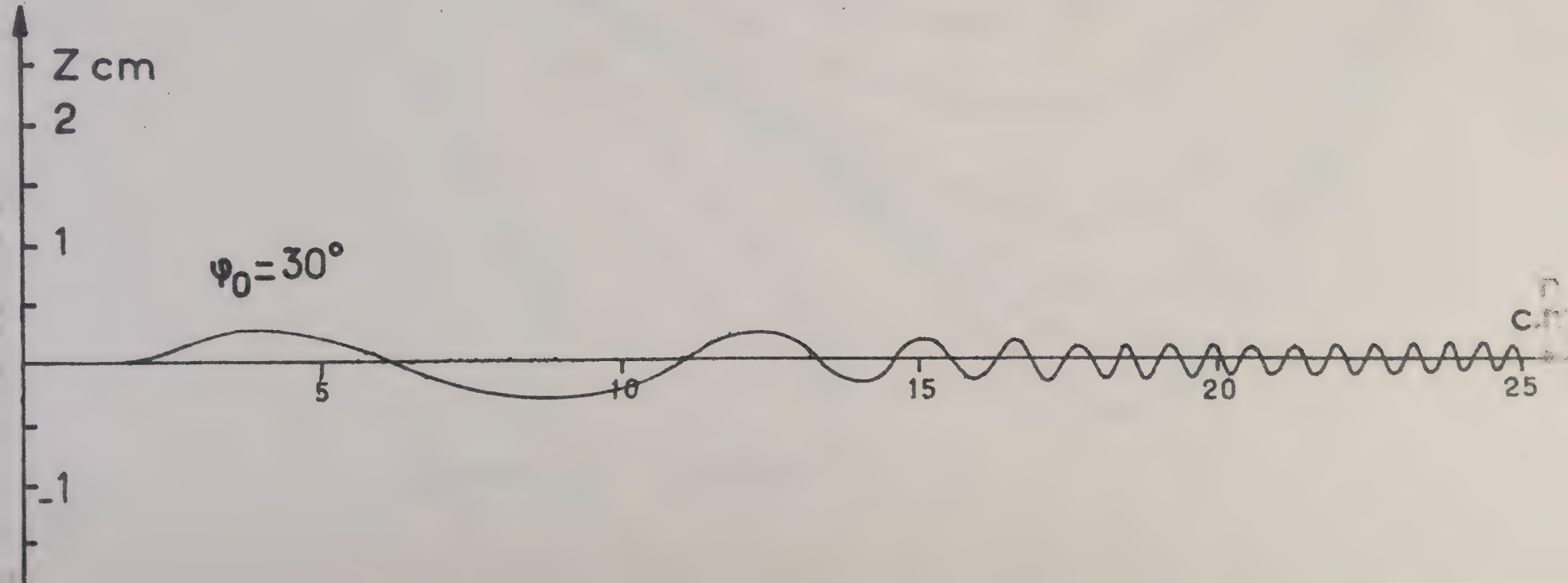
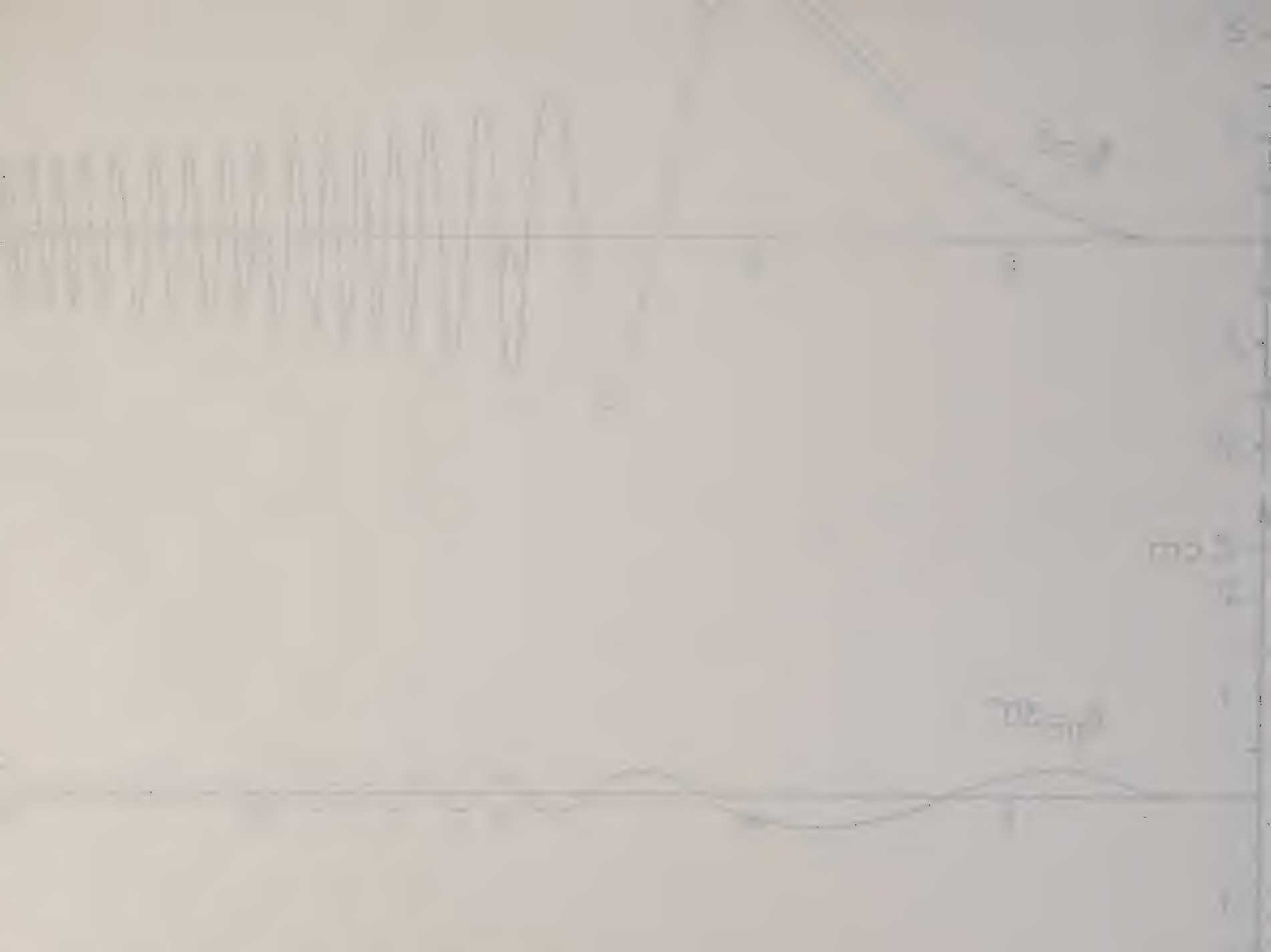


Fig:19





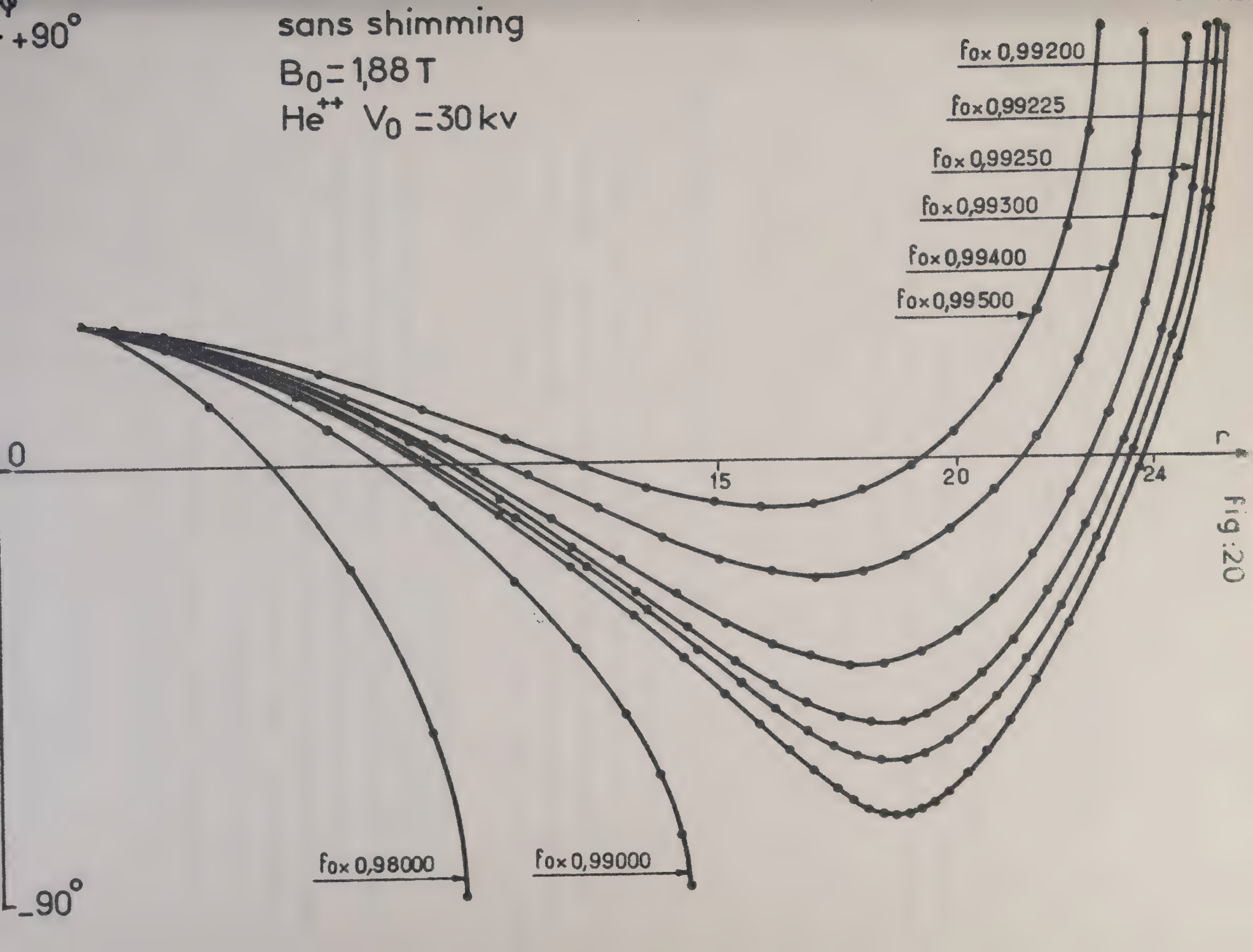

+90°
sans shimming
B_0 = 1,88 T
He^{++} V_0 = 30 kv
fox 0,99200
fox 0,99225
fox 0,99250
fox 0,99300
fox 0,99400
fox 0,99500
0
15
20
24
r
fox 0,98000
fox 0,99000
-90°

Fig :20

(en supposant la fréquence H.F. constante). Ces conditions seront très largement remplies dans notre machine (2.10^{-4} pour le champ magnétique, 10^{-5} pour la fréquence H.F.).

Pour déterminer la valeur maximum de la tension accélératrice qui nous est nécessaire, nous nous sommes placés dans les conditions les plus difficiles, c'est-à-dire avec les protons pour lesquels la fréquence H.F. atteint sa valeur limite de 24 MHz.

La figure 21 représente l'évolution de la phase de ces particules pour différentes valeurs de la tension accélératrice de crête V_o ; nous en déduisons que V_o devra atteindre 45 kV.

IV - INSTALLATION HAUTE FREQUENCE (19-20)

Comme la tension crête qui nous est nécessaire est inférieure à 50 kV, nous avons porté l'un des dees au potentiel de la masse ; ce choix nous oblige à doubler la puissance de l'oscillateur, mais nous permet de simplifier la structure du système résonnant et de conserver un espace plus important dans la chambre à vide pour placer la source d'ions et le dispositif d'extraction.

Le champ électrique haute fréquence entre les dees est obtenu en connectant le système constitué par le "dee H.F." et les pièces qui l'entourent (principalement les feuilles de cuivre couvrant les faces polaires de l'aimant et l'anti-dee) à une ligne coaxiale court-circuitée à son extrémité, et telle que la longueur électrique équivalente de l'ensemble soit égale $\frac{\lambda}{4}$ (λ étant la longueur d'onde associée à la fréquence H.F.). Cette solution présente plusieurs avantages dont les deux principaux sont les suivants :

- le rayonnement haute fréquence est nul, ce qui est indispensable si l'on veut effectuer des comptages à proximité de la machine.

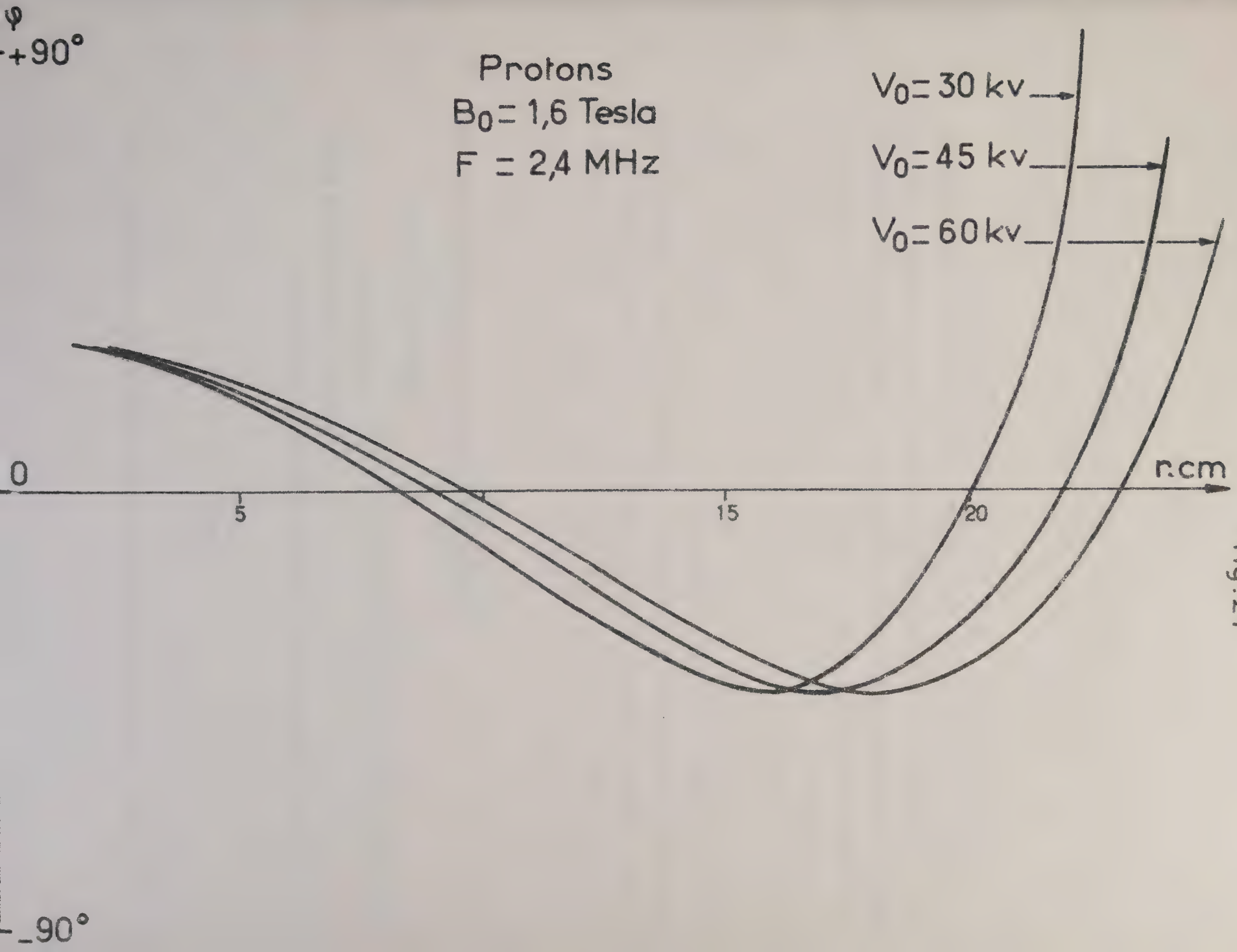

φ
+90°
Protons
B0 = 1,6 Tesla
F = 2,4 MHz
V0 = 30 kv
V0 = 45 kv
V0 = 60 kv
0
5
15
20
r cm
-90°

fig: 21

- le coefficient de surtension d'une telle ligne est élevé, ce qui permet d'obtenir la tension accélératrice avec une puissance H.F. raisonnable.

Dans une telle installation, la variation de la fréquence de fonctionnement est obtenue par le déplacement du court-circuit. La fréquence maximum que nous pouvons espérer obtenir ainsi se situe autour de 24 MHz ; nous avons prévu une plage de variation s'étendant de 8 à 24 MHz, le facteur 3 qui existe entre ces 2 limites permet en principe d'accélérer les particules même lorsque leur fréquence de rotation est inférieure à 8 MHz ; il suffit alors de fonctionner non plus sur le fondamental ($F_{H.F.} = F_{ions}$), mais sur l'harmonique impair qui convient ($F_{H.F.} = (n + 1) F_{ions}$) ; il ne faut cependant pas oublier que si l'on passe, par exemple, du fonctionnement sur la fréquence fondamentale au fonctionnement sur l'harmonique 3 , nous devrons, pour conserver un faisceau de même intensité, augmenter la tension H.F. d'un facteur voisin de 3 pour tenir compte du fait que l'excursion en phase possible durant l'accélération a été réduite d'un facteur 3 .

A) ETUDE THEORIQUE DE L'INSTALLATION

1) Cavité résonnante

Nous avons tout d'abord calculé la puissance dissipée par effet Joule dans la cavité résonnante.

La réactance capacitive du dee s'exprime sous la forme :

$$X_D = -\frac{1}{C_D \omega}$$

où C_D représente la capacité du dee par rapport à la masse, et ω la pulsation

L'impédance caractéristique de la ligne coaxiale s'écrit :

$$Z_c = 138 \log_{10} \frac{b}{a}$$

où b et a représentent respectivement les rayons extérieur et intérieur de la ligne. La longueur L de la ligne coaxiale permettant d'accorder le système résonnant sur la fréquence de rotation des particules est donnée par la relation :

$$Z_c \operatorname{tg} \beta L = \frac{1}{\omega C_D} \qquad \text{avec} \quad \beta = \frac{\omega}{c}$$

c étant la vitesse de la lumière.

La résistance électrique par unité de longueur de la ligne coaxiale s'écrit :

$$R = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right) R_s$$

où la résistance superficielle des conducteurs R_s, due à l'effet de peau, est donnée par la relation :

$$R_s = \sqrt{F \cdot \rho \cdot \mu \cdot \pi}$$

F étant la fréquence de résonance, ρ et μ étant respectivement la résistivité et la perméabilité magnétique du conducteur utilisé pour réaliser la ligne.

La répartition de la tension et du courant le long d'une ligne

supposée sans pertes, d'impédance caractéristique Z_c, fermée sur une charge d'impédance Z_D est donnée par les expressions :

$$V(L) = V_o \left(\cos \beta L + j \frac{Z_c}{Z_D} \sin \beta L\right)$$

$$I(L) = V_o \left(\frac{j}{Z_c} \sin \beta L + \frac{1}{Z_D} \cos \beta L\right)$$

V_o étant la tension maximum à l'extrêmité du dee.

Nous avons maintenant tous les éléments nécessaires au calcul de la puissance dissipée dans la ligne :

$$P_1 = \int_o^L R.I^2(L).dL = \frac{R V_o^2}{2} \left(\frac{L}{Z_c^2} + \frac{L}{X_D^2} + \frac{\sin 2\beta L}{2\beta X_D^2} - \frac{\sin 2\beta L}{2\beta Z_D^2} - 2 \frac{\sin^2 \beta L}{X_D Z_c}\right)$$

Si nous fixons la fréquence de fonctionnement, P_1 peut s'exprimer sous la forme :

$$P_1 = \frac{V_o^2}{a} \cdot f\left(C_D, \frac{b}{a}\right)$$

Cette relation montre que nous avons intérêt à choisir, pour le rayon intérieur a, une valeur aussi grande que possible. Un compromis entre la puissance dissipée P_1 et les dimensions géométriques de la ligne coaxiale nous a amenés à choisir a = 7 cm ; cette valeur de a est suffisante pour permettre la mise en place des contacts électriques du court-circuit, et pour assurer une rigidité mécanique convenable à la ligne intérieure.

Il nous faut maintenant calculer la puissance dissipée dans le

court-circuit :

$$P_2 = \int_a^b R(r) \cdot I^2(L) \cdot dr = R_S \cdot I^2(L) \cdot \mathrm{Log}\frac{b}{a}$$

La puissance totale $P = P_1 + P_2$ a son maximum à 24 MHz dans la bande de fréquences considérée (ceci est dû au fait que la résistance superficielle des conducteurs, due à l'effet de peau, croît plus vite avec la fréquence que la longueur de la ligne ne décroît) ; nous avons donc calculé $\frac{P}{V_o^2}$ en fonction du rapport $\frac{b}{a}$ pour cette fréquence (figure 22).

Nous avons encore dû effectuer un compromis entre la puissance dissipée et les dimensions géométriques de la ligne, ce qui nous a conduits à choisir $\frac{b}{a} = 3,6$.

Nous avons respectivement porté sur les figures 23, 24, 25 et 26, la fréquence de résonance en fonction de la position du court-circuit, la puissance dissipée en fonction du rapport $\frac{b}{a}$, le courant dans le court-circuit en fonction de la fréquence, et le coefficient de surtension de la ligne en fonction de la fréquence.

Le coefficient de surtension Q est donné par la relation

$$Q = \frac{V_o^2 \, C_D \, \omega}{2 P}$$

2) Couplage de la cavité résonnante à l'oscillateur

La transmission de l'énergie entre le tube oscillateur et la ligne résonnante se fait par l'intermédiaire d'une boucle de couplage magnétique (le couplage capacitif directement sur le dee, que nous avions envisagé car

fig:22

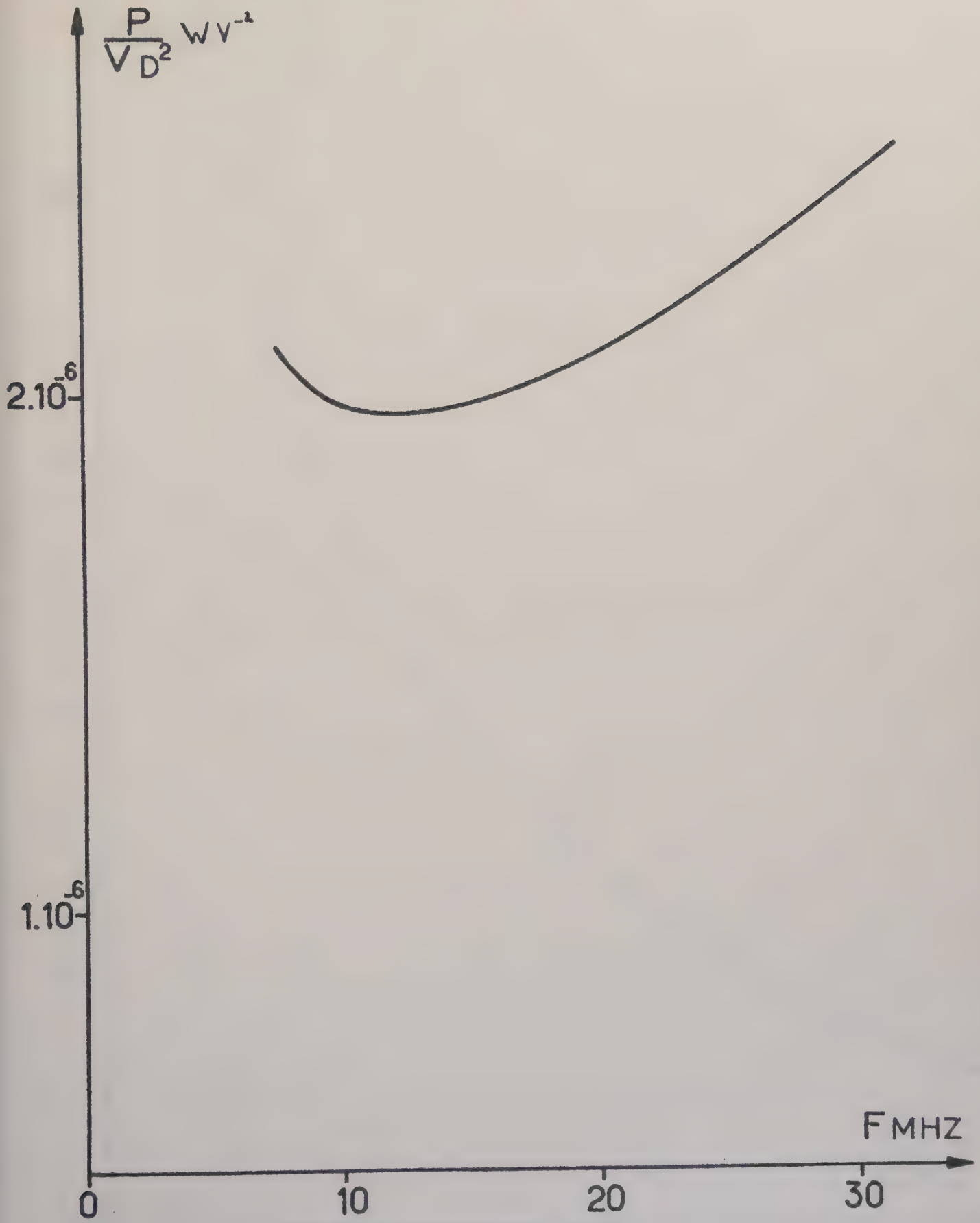
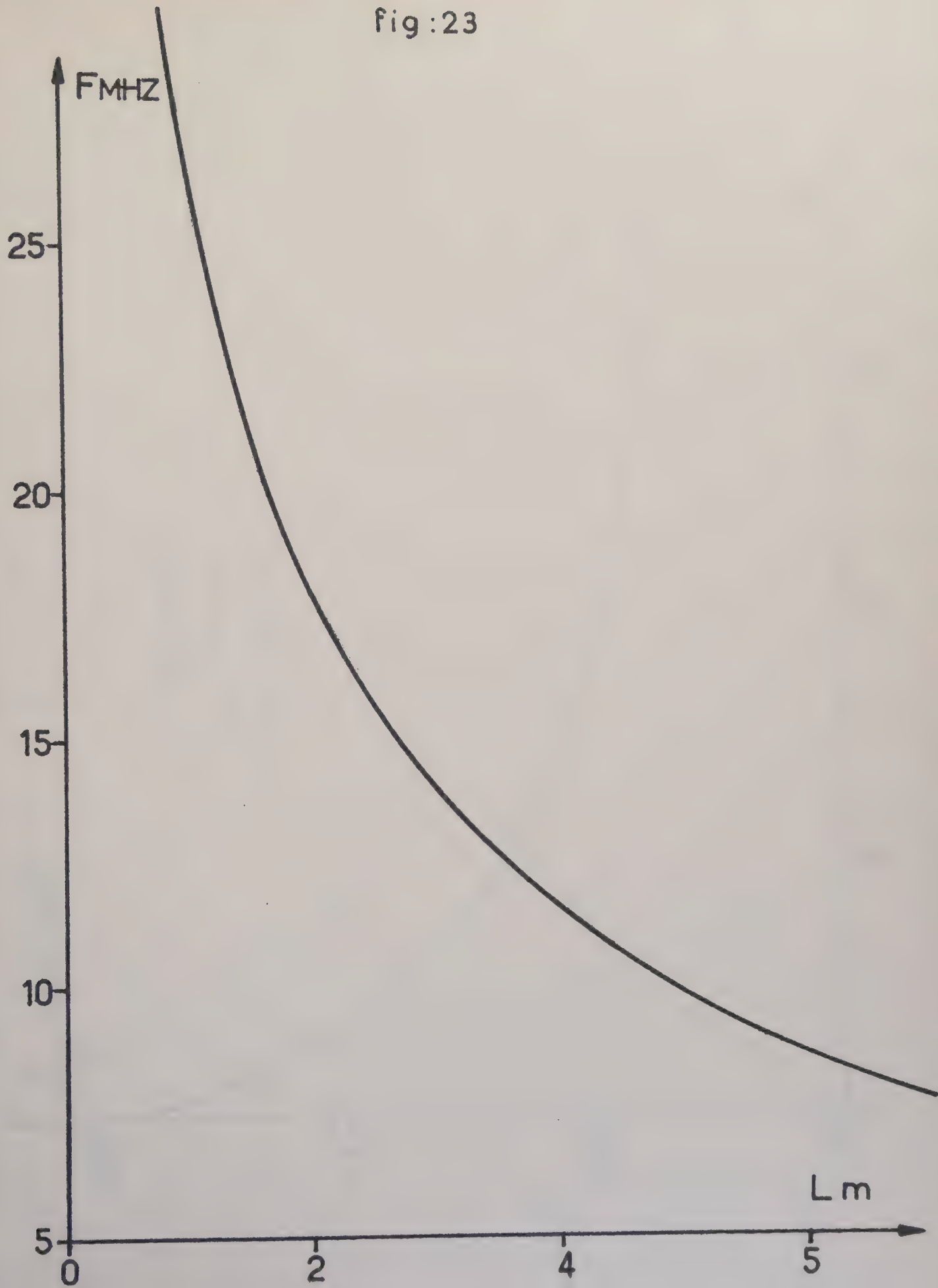
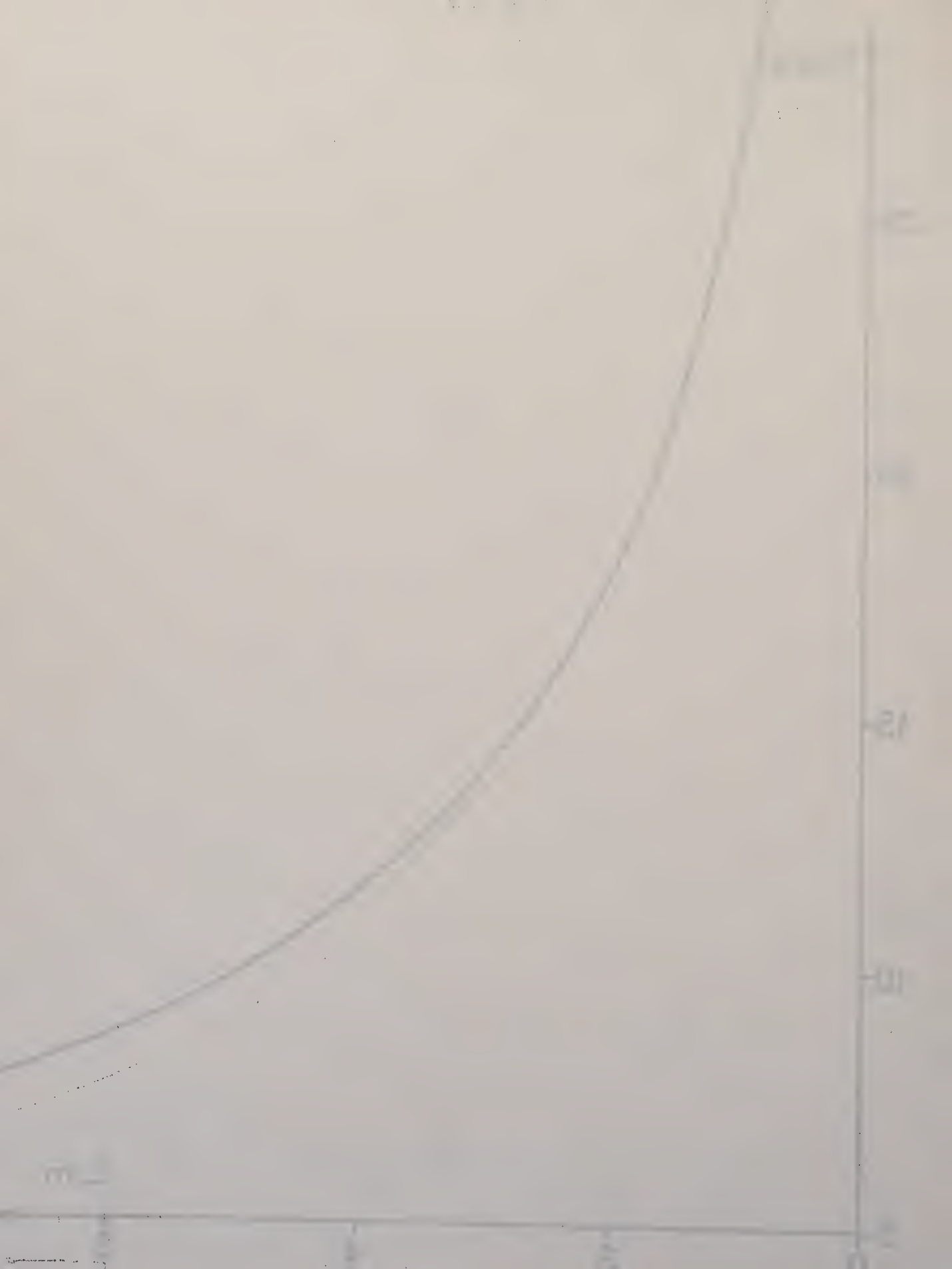


fig : 23





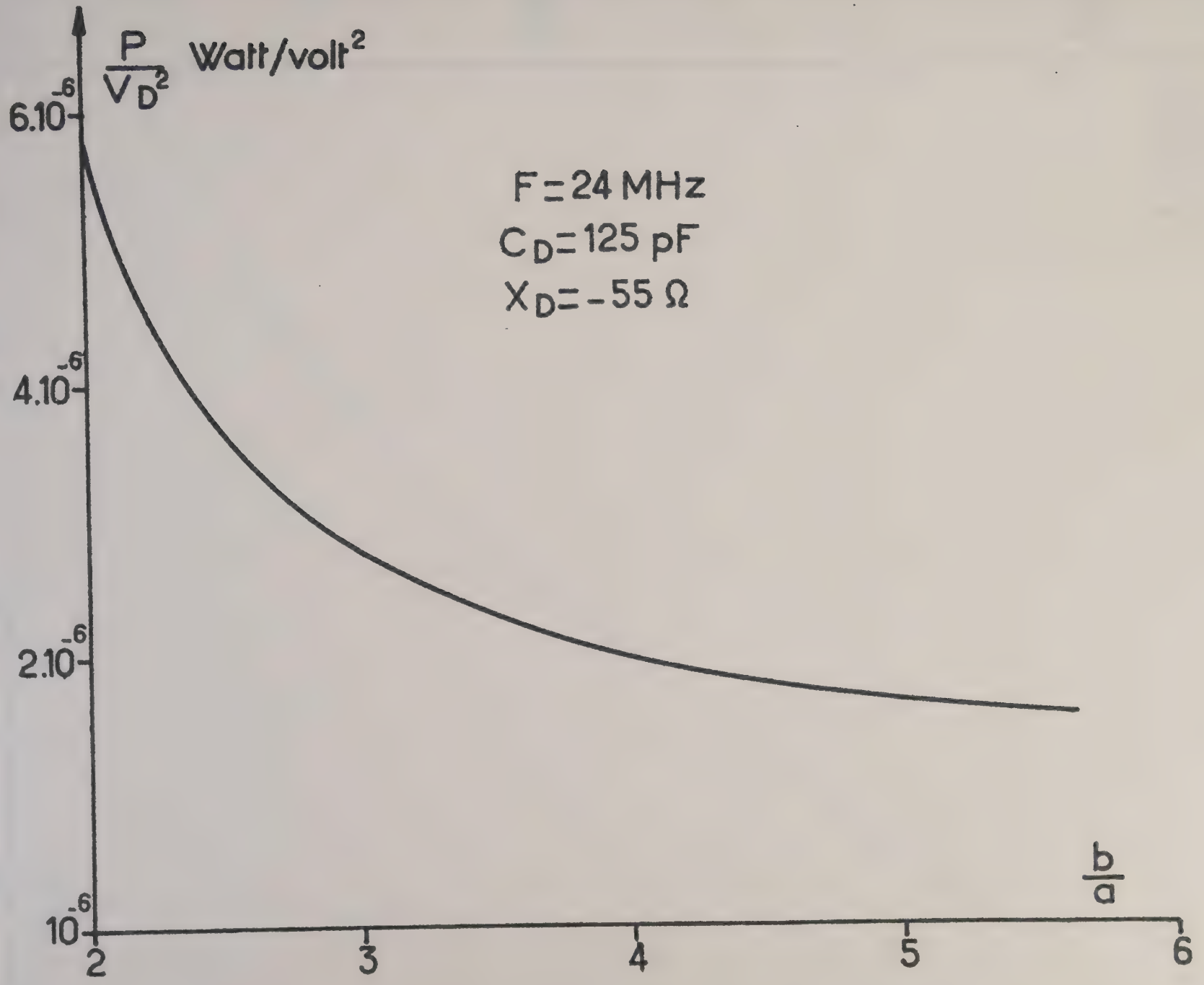

P/V_D² Watt/volt²
6.10⁻⁶
4.10⁻⁶
2.10⁻⁶
10⁻⁶
F = 24 MHz
C_D = 125 pF
X_D = -55 Ω
b/a
2
3
4
5
6

Fig :24

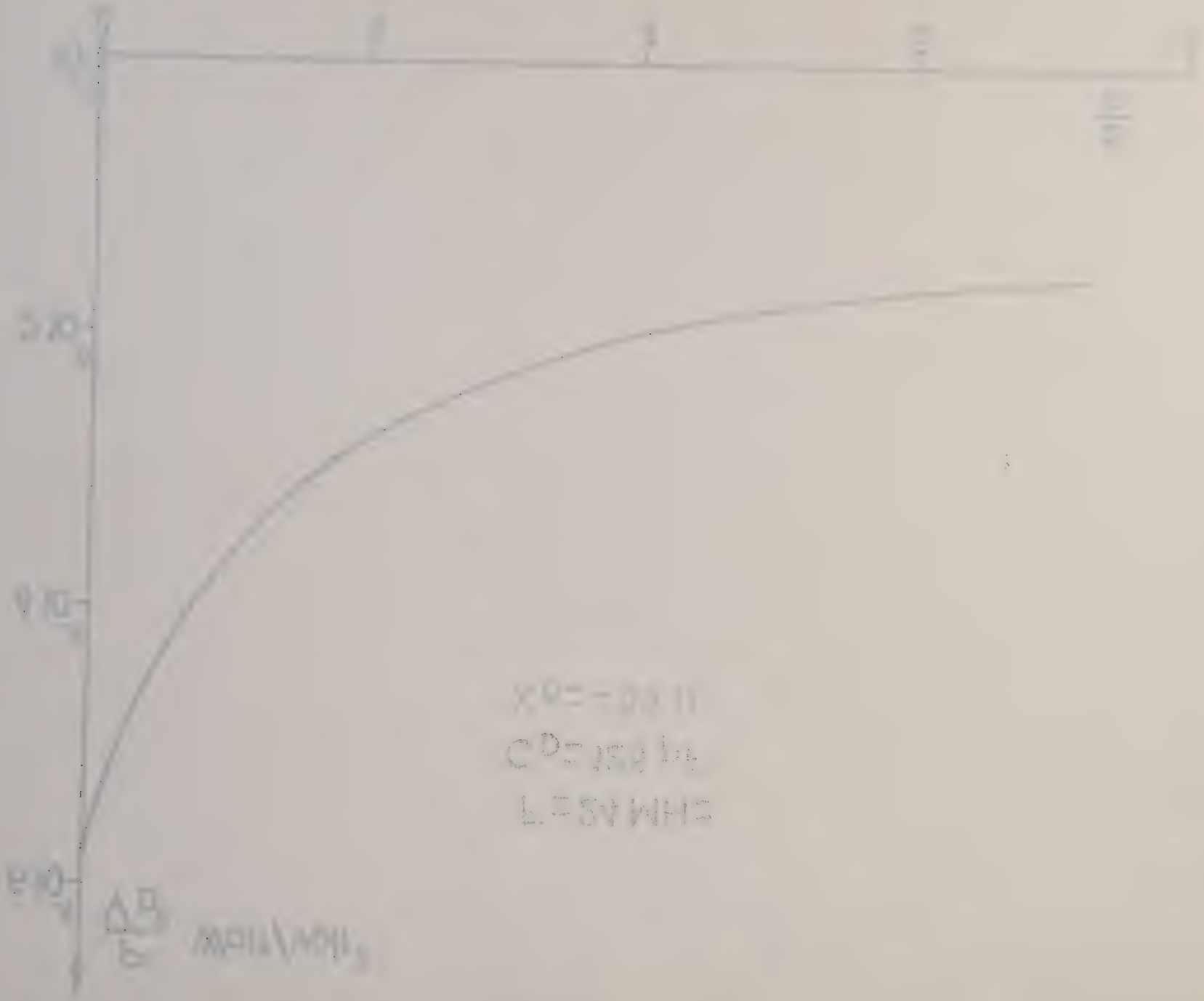
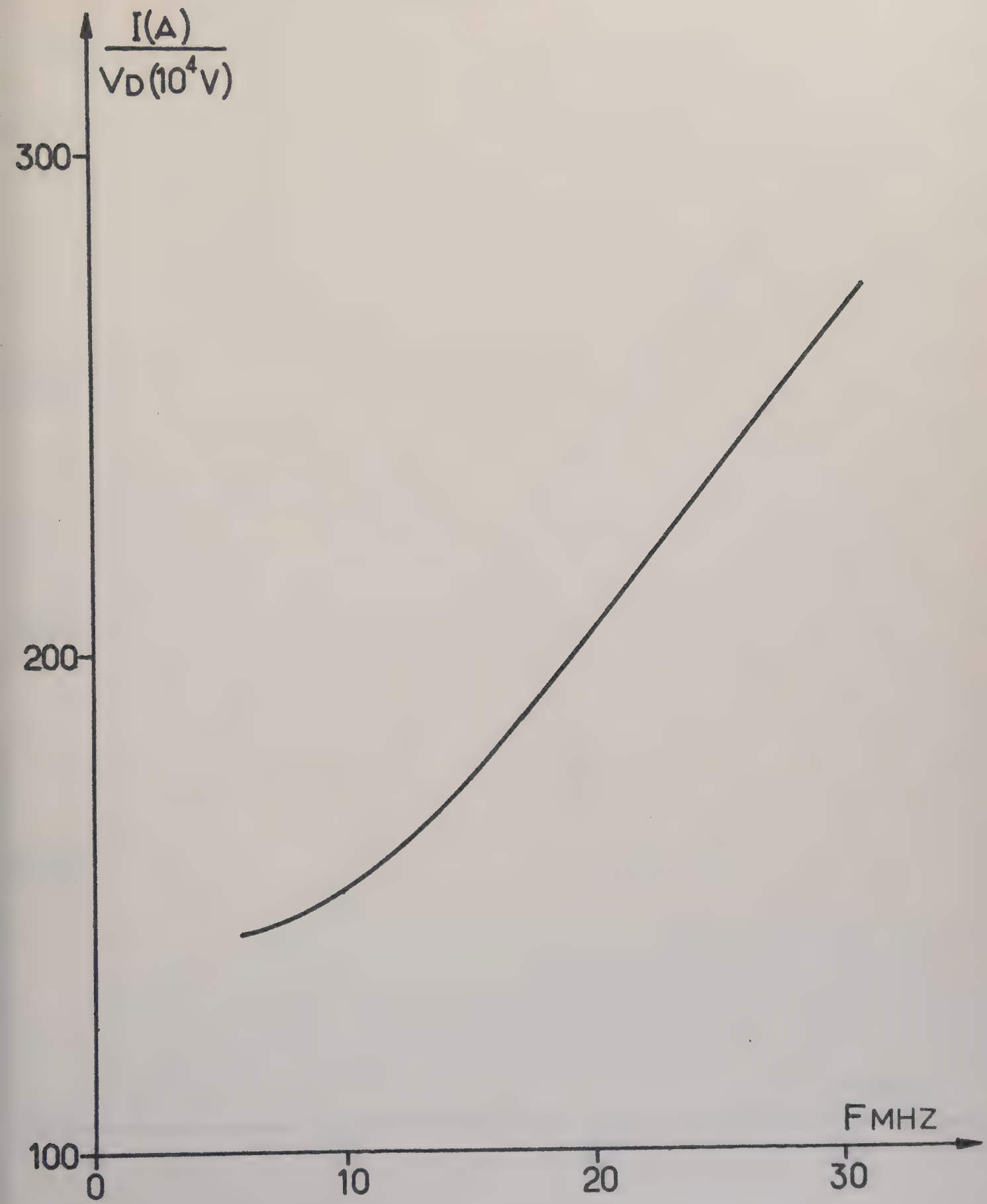


Fig:25



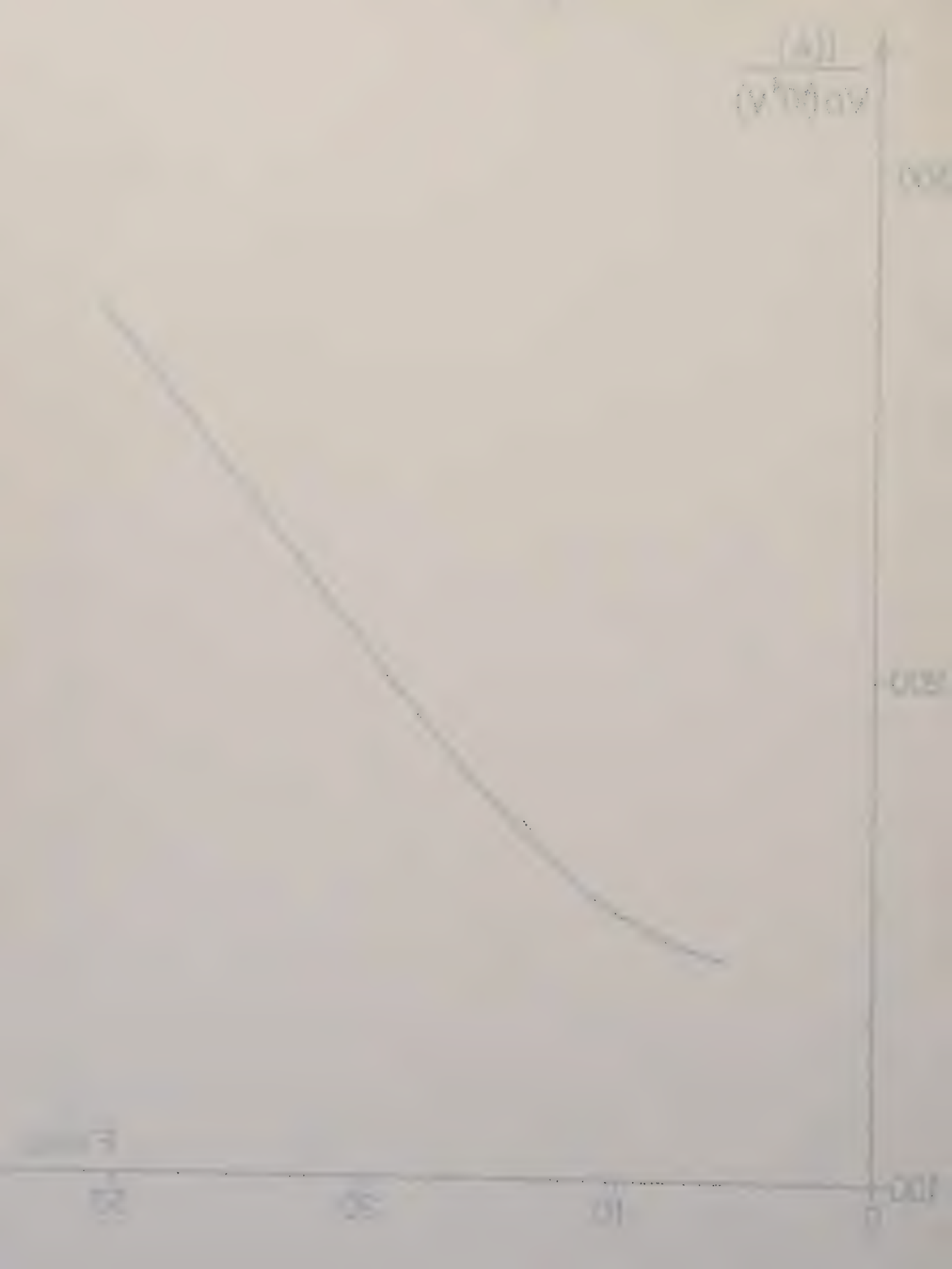
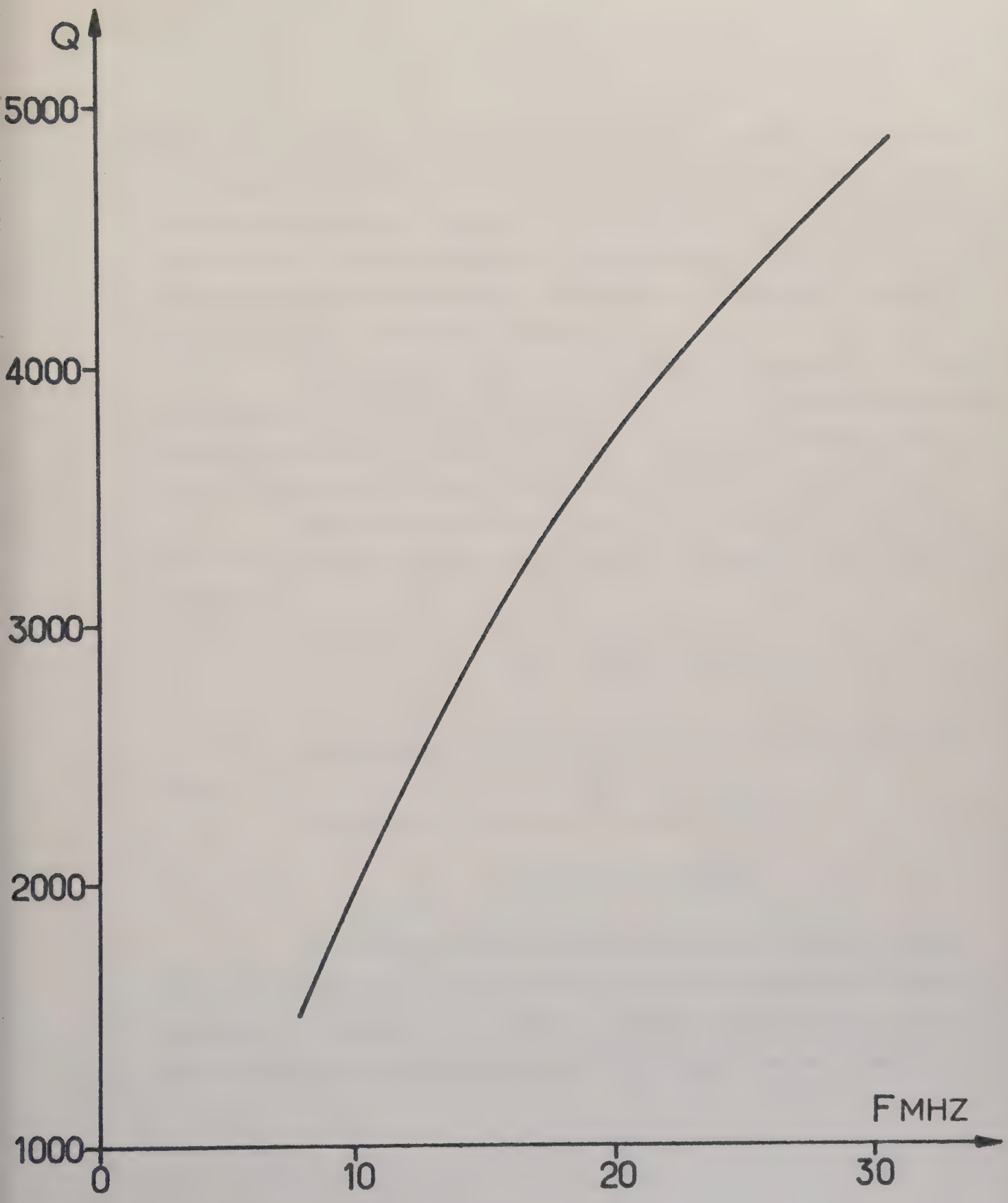


fig:26



il présente l'avantage de ramener sur le tube une impédance indépendante de la fréquence, ne nous aurait pas permis d'atteindre les fréquences les plus élevées à cause des capacités parasites importantes du tube de puissance) Cette boucle de couplage doit pouvoir ramener aux bornes du tube oscillateur, dans toute la gamme de fréquence envisagée, une impédance constante et égale à l'impédance de charge du tube.

Nous pouvons calculer cette impédance ramenée par la boucle en assimilant l'ensemble cavité résonnante-boucle à un transformateur dont le circuit secondaire, accordé, représente la cavité résonnante et dont le circuit primaire, apériodique, représente la boucle de couplage (21).

Avec les notations de la figure 27, nous pouvons écrire l'impédance ramenée par la boucle à la fréquence de résonance de la cavité sous la forme :

$$Z_3 = R_3 + \frac{M^2 \omega_o^2}{R_o} + j L_3 \omega_o$$

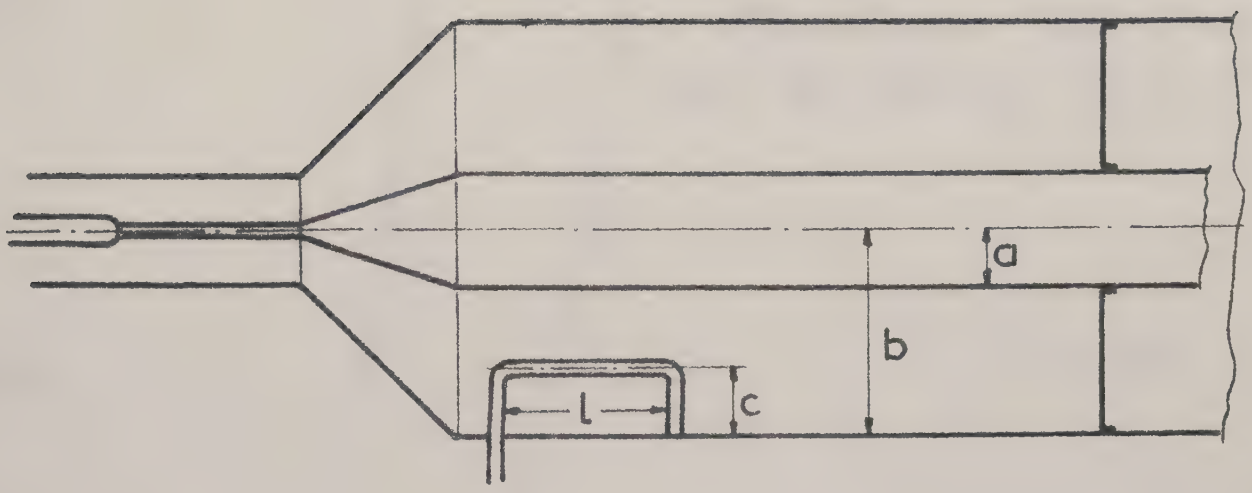
La résistance de la boucle R_3 est très faible et peut être négligée.

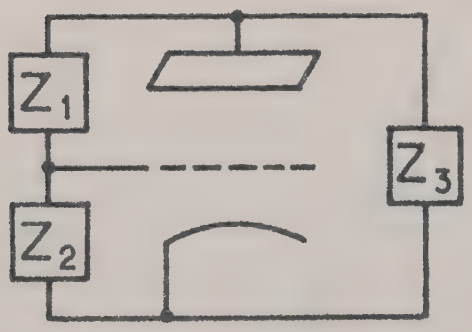
Le coefficient d'induction mutuelle M s'écrit :

$$M = 0,46.10^{-8} \ell \log \frac{b - c}{b}$$

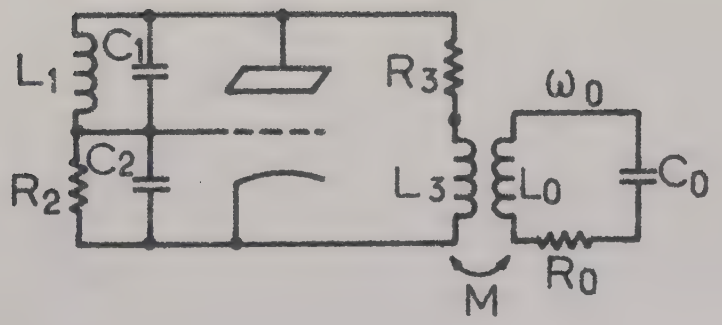
Nous avons porté sur les figures 28 et 29 la valeur de cette impédance ramenée Z_3, à 8 MHz et à 24 MHz, en fonction de la longueur de la boucle de couplage, pour différentes valeurs de son enfoncement. Il ressort de l'examen de ces figures que nous ne pourrons pas obtenir une

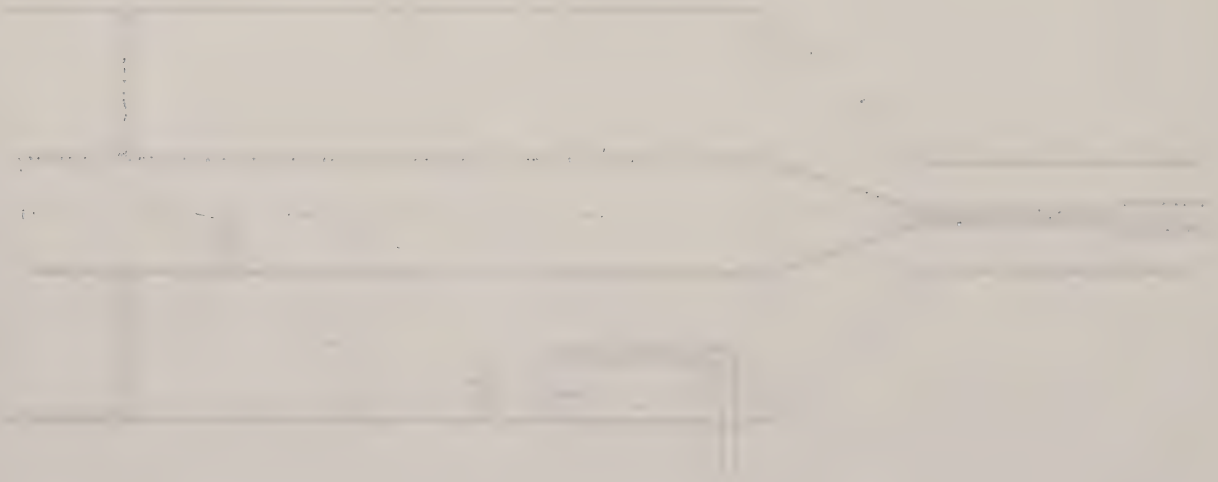
fig:27





$Z = R + jx$





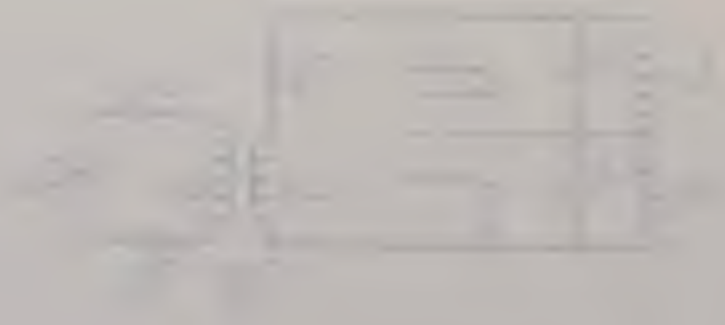
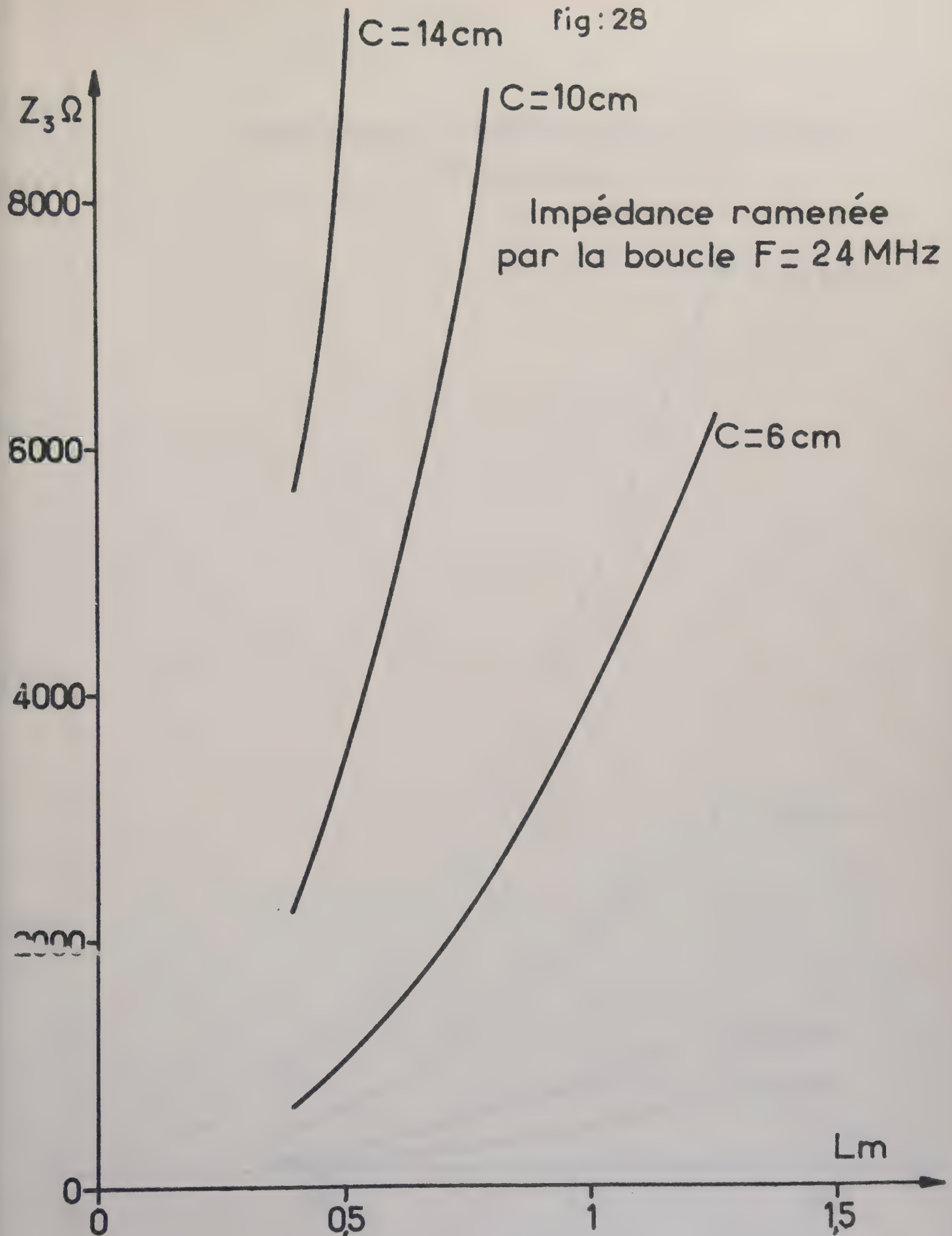


fig : 28


C = 14 cm
C = 10 cm
Impédance ramenée
par la boucle F = 24 MHz
C = 6 cm
$Z_3 \Omega$
8000
6000
4000
2000
0
Lm
0
0,5
1
1,5

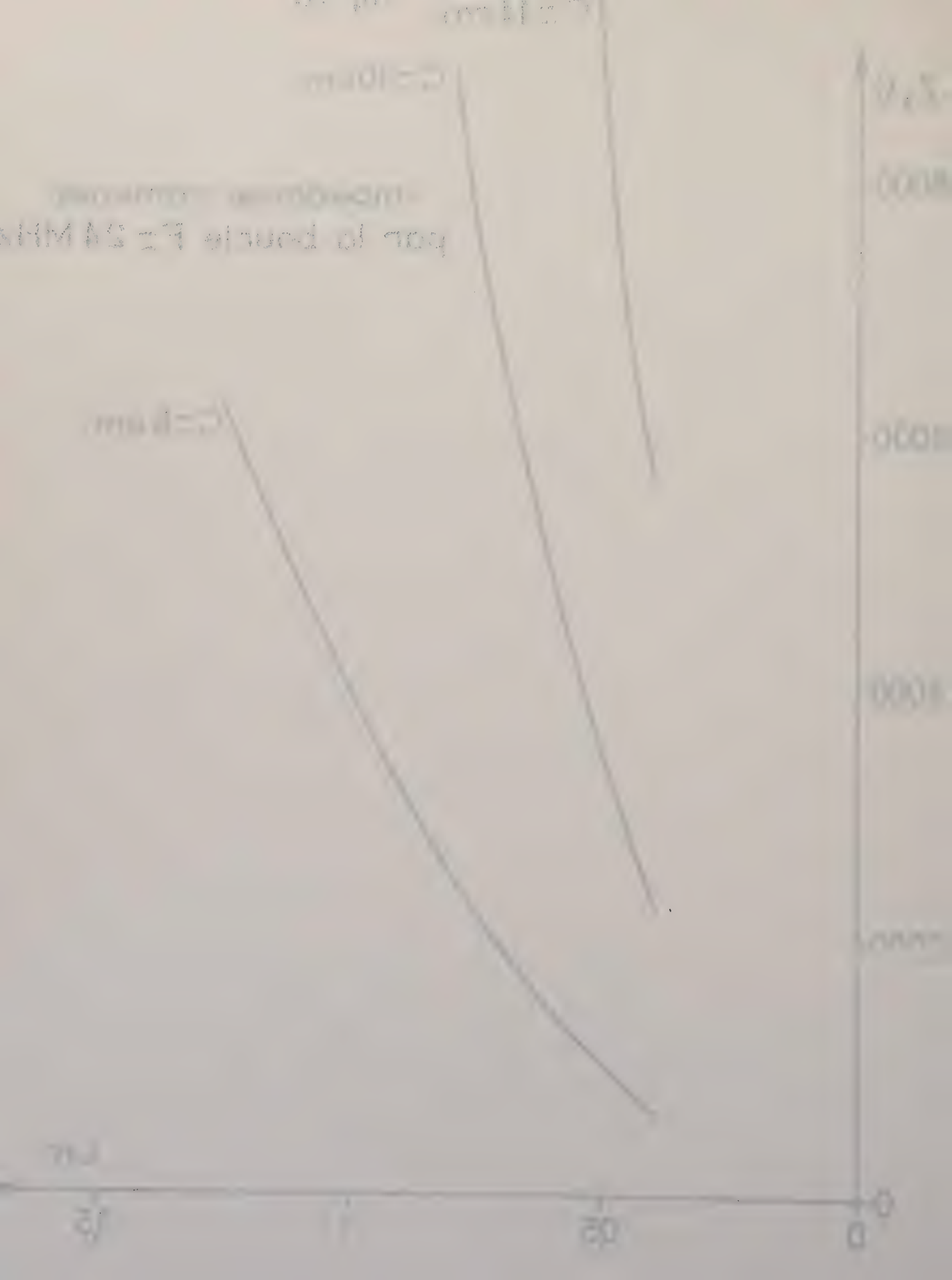
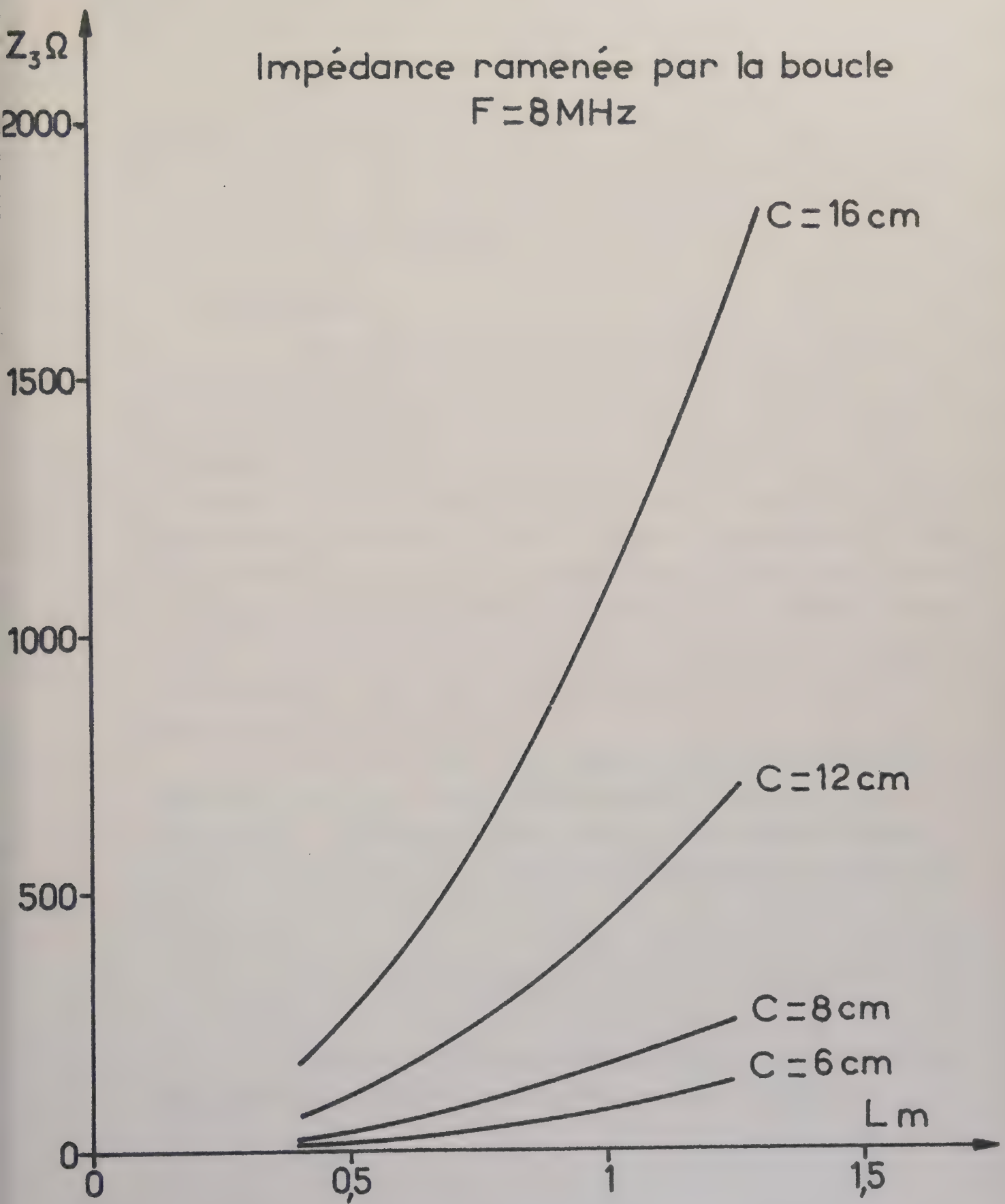


Fig : 29


Impédance ramenée par la boucle
F = 8 MHz
$Z_3 \Omega$
2000
1500
1000
500
0
C = 16 cm
C = 12 cm
C = 8 cm
C = 6 cm
L m
0
0,5
1
1,5

impédance constante sur tout le domaine de fréquences ; cependant, une boucle de 50 cm de longueur devrait nous permettre d'obtenir une impédance constante de 700 Ω entre 10 et 22 MHz et, une impédance encore acceptable de 8 à 10 MHz et de 22 à 24 MHz.

3) Oscillateur

Nous pouvions utiliser soit un oscillateur piloté, soit un oscillateur auto-excité ; nous avons choisi la seconde solution qui nous a semblé plus souple d'emploi ; en effet, ce type d'oscillateur fonctionne automatiquement sur la fréquence requise et "suit" la fréquence de résonance de la ligne (il ne faut pas oublier que la fréquence de résonance de la ligne varie très légèrement avec l'intensité du faisceau, qui constitue une charge à son extrêmité ; cette variation de fréquence est trop faible pour perturber l'accélération des particules mais serait suffisante pour abaisser la tension dee d'une manière non négligeable à cause de la grande sélectivité de la cavité résonnante ; c'est ainsi qu'une variation de fréquence de 2.10^{-4} abaisse la tension dee d'environ 25 %).

Nous avons choisi un oscillateur du type Ruth Kühn dont le schéma de principe est représenté sur la figure 27 ; le circuit d'auto-excitation (Z_1 , Z_2) permet d'injecter sur la grille une tension déphasée d'environ 180° par rapport à la tension plaque ; la condition d'oscillation s'écrit :

$$X_1 + X_2 + X_3 = 0 \qquad (Z = R + jX)$$

Comme $X_1 + X_2$ est légèrement positif, X_3 devra donc être légèrement négatif ; ceci est important et nous y reviendrons.

B) ETUDE SUR MAQUETTE

Afin de vérifier les résultats de nos calculs, nous avons réalisé une maquette à l'échelle 1 de la cavité résonnante en cuivre électrolytique (figure 30) .

Nous avons excité cette cavité résonnante par l'intermédiaire de la boucle de couplage, à l'aide d'un générateur H. F. , et nous avons mesuré la tension obtenue sur le dee (par couplage capacitif à un voltmètre électronique) en fonction de la fréquence du générateur, pour différentes positions du court-circuit.

Les fréquences de résonance qui correspondent à un maximum de tension sur le dee, sont en très bon accord avec les valeurs précédemment calculées.

Le coefficient de surtension est déterminé par la relation :

$$Q = \frac{F}{2\Delta F}$$

où F est la fréquence de résonance, et où ΔF est la variation de fréquence autour de F qui fait diminuer la tension du dee d'un facteur $\sqrt{2}$.

Les valeurs que nous avons mesurées sont en assez bon accord avec les valeurs calculées aux fréquences les plus basses, mais sont deux fois plus faibles au voisinage de 24 MHz , ce qui n'est pas étonnant puisque le coefficient de surtension mesuré Q_m fait intervenir le mode de couplage et est sensiblement égal à $Q\left(\frac{1}{1 + \frac{(\omega M)^2}{R_3}}\right)$ où Q est le coefficient de surtension propre de la cavité.

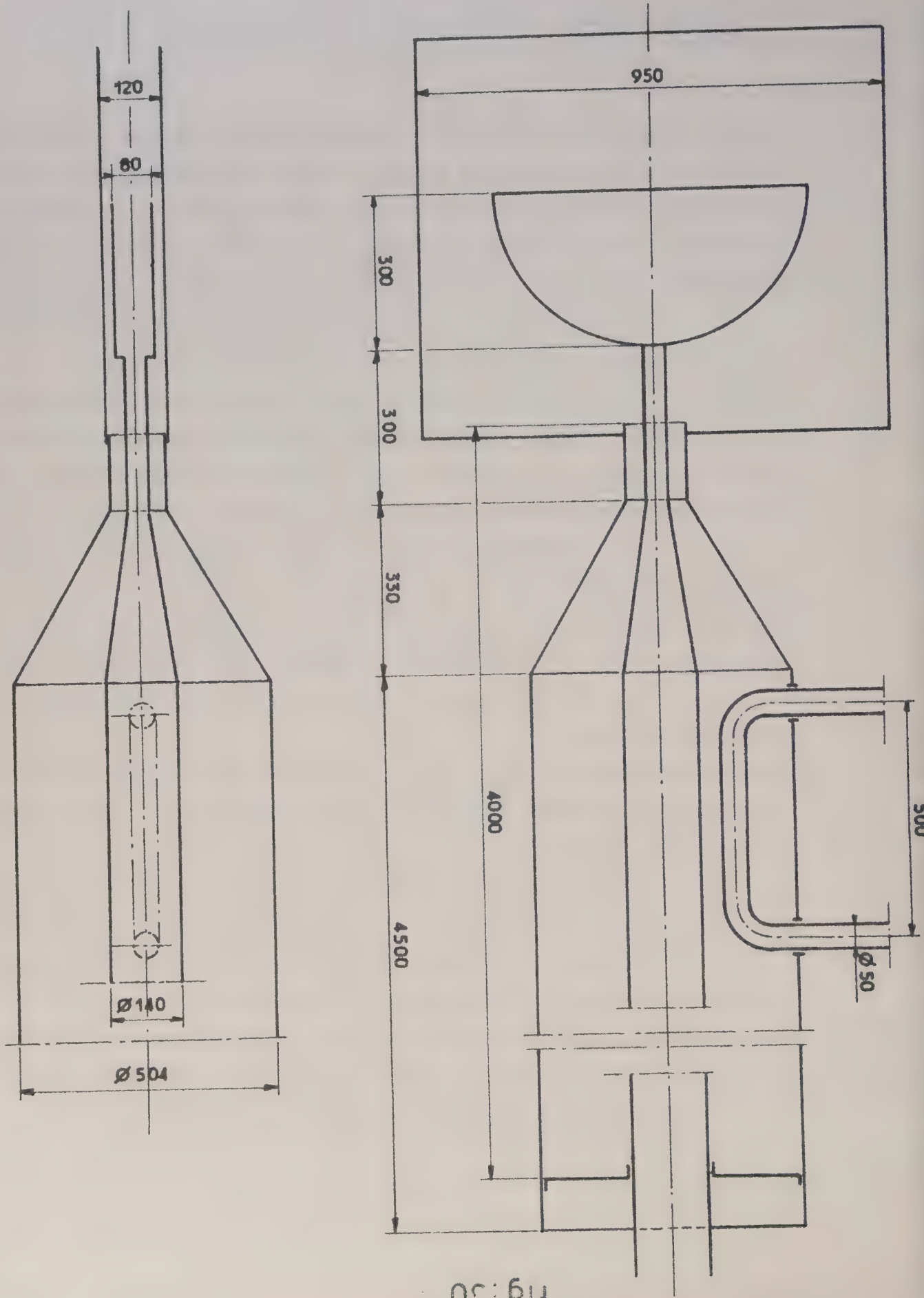
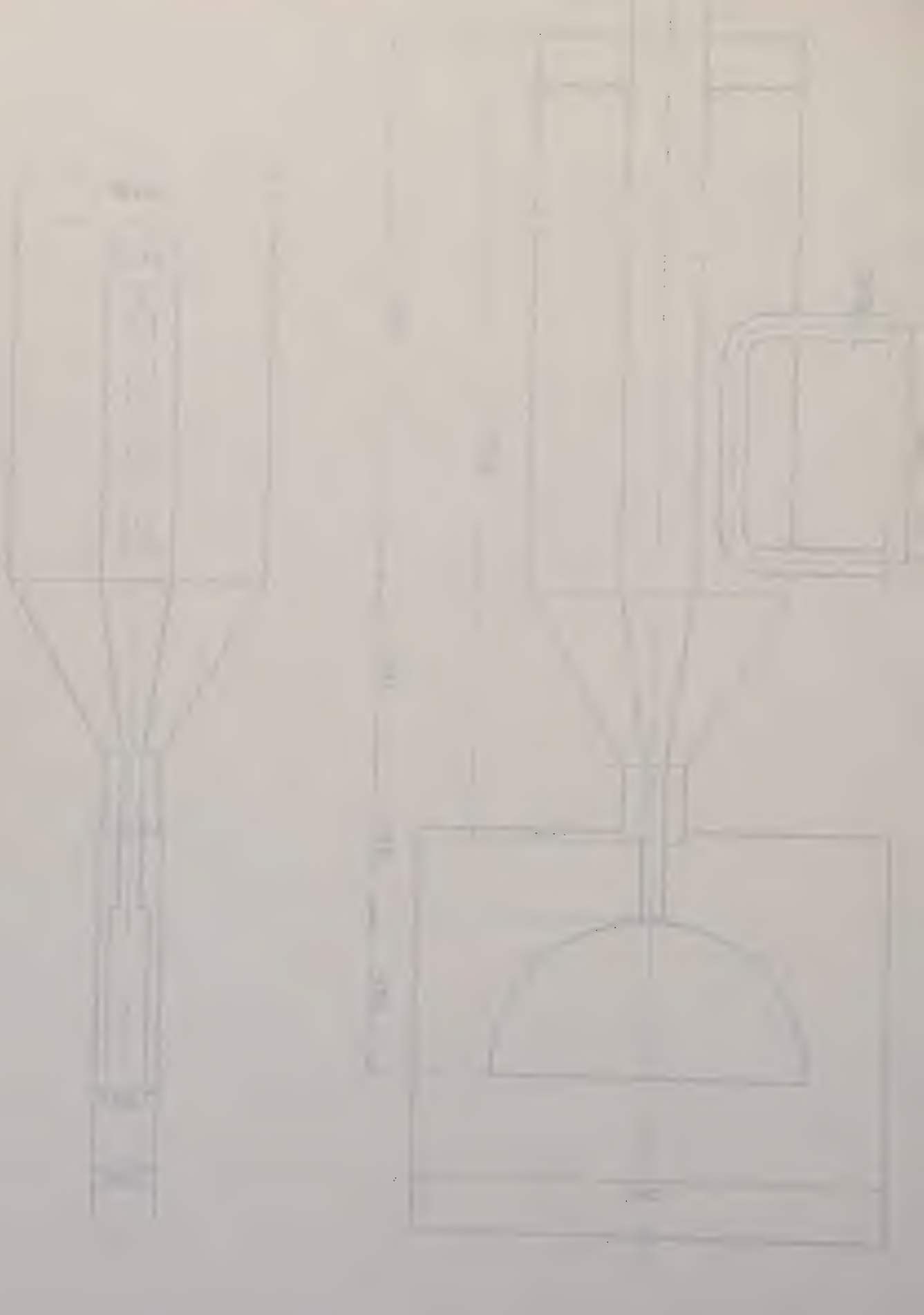


Fig : 30



Nous avons également déterminé l'impédance ramenée $Z_3 = R_3 + j X_3$ aux bornes de la boucle de couplage, pour différentes fréquences et divers enfoncements de la boucle, à l'aide d'un pont en double T qui permet de mesurer la conductance et la susceptance.

La figure 31 montre, à titre d'exemple, la variation de R_3, de X_3 et de la tension dee autour de la fréquence de résonance F de la cavité.

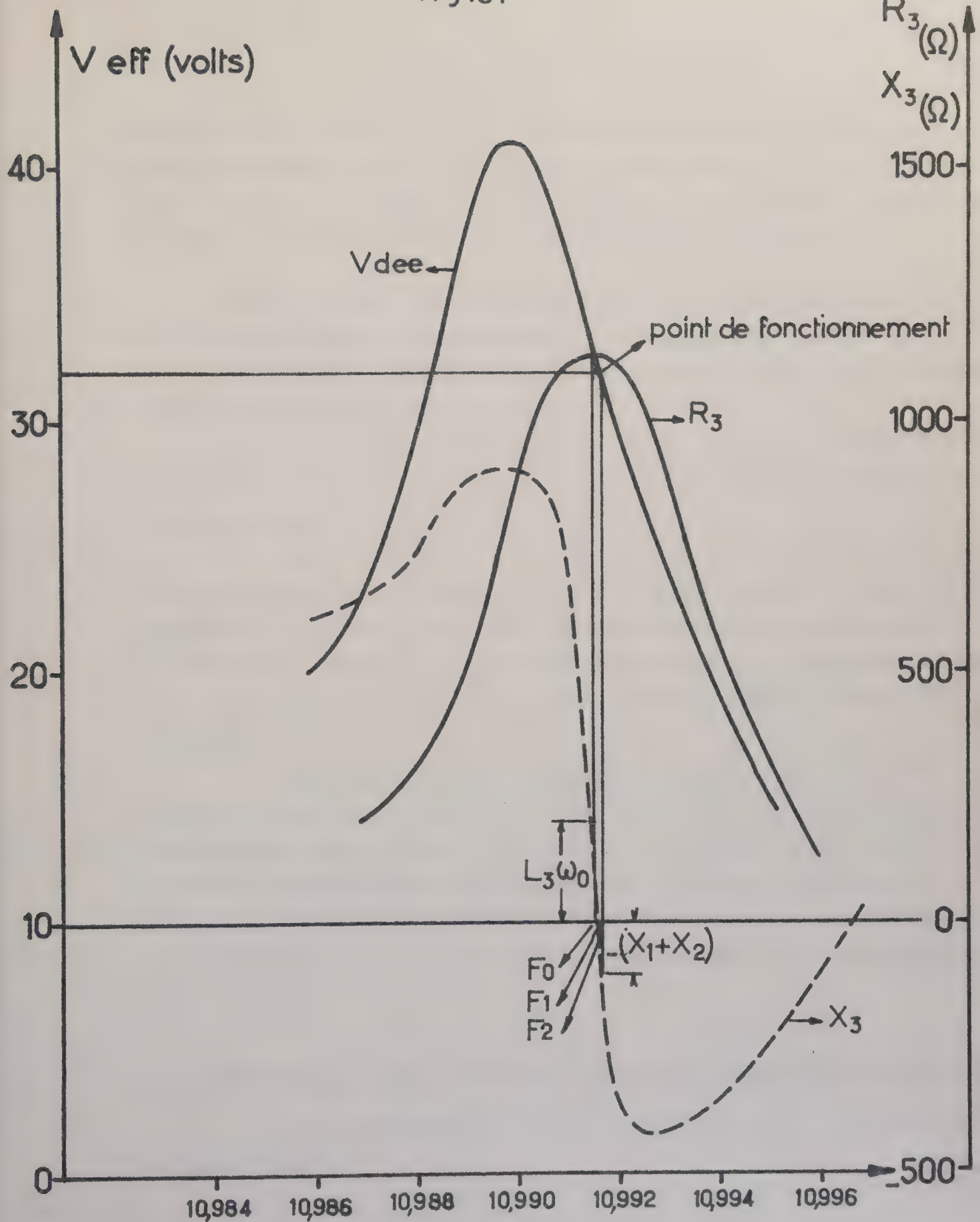
Nous pouvons remarquer que la réactance X_3 ne s'annule pas à la fréquence de résonance F, et ceci à cause de la self inductance L_3 de la boucle de couplage. Comme la tension obtenue sur le dee est sensiblement proportionnelle à $\sqrt{R_3^2 + X_3^2}$, sa valeur maximum est décalée vers les basses fréquences.

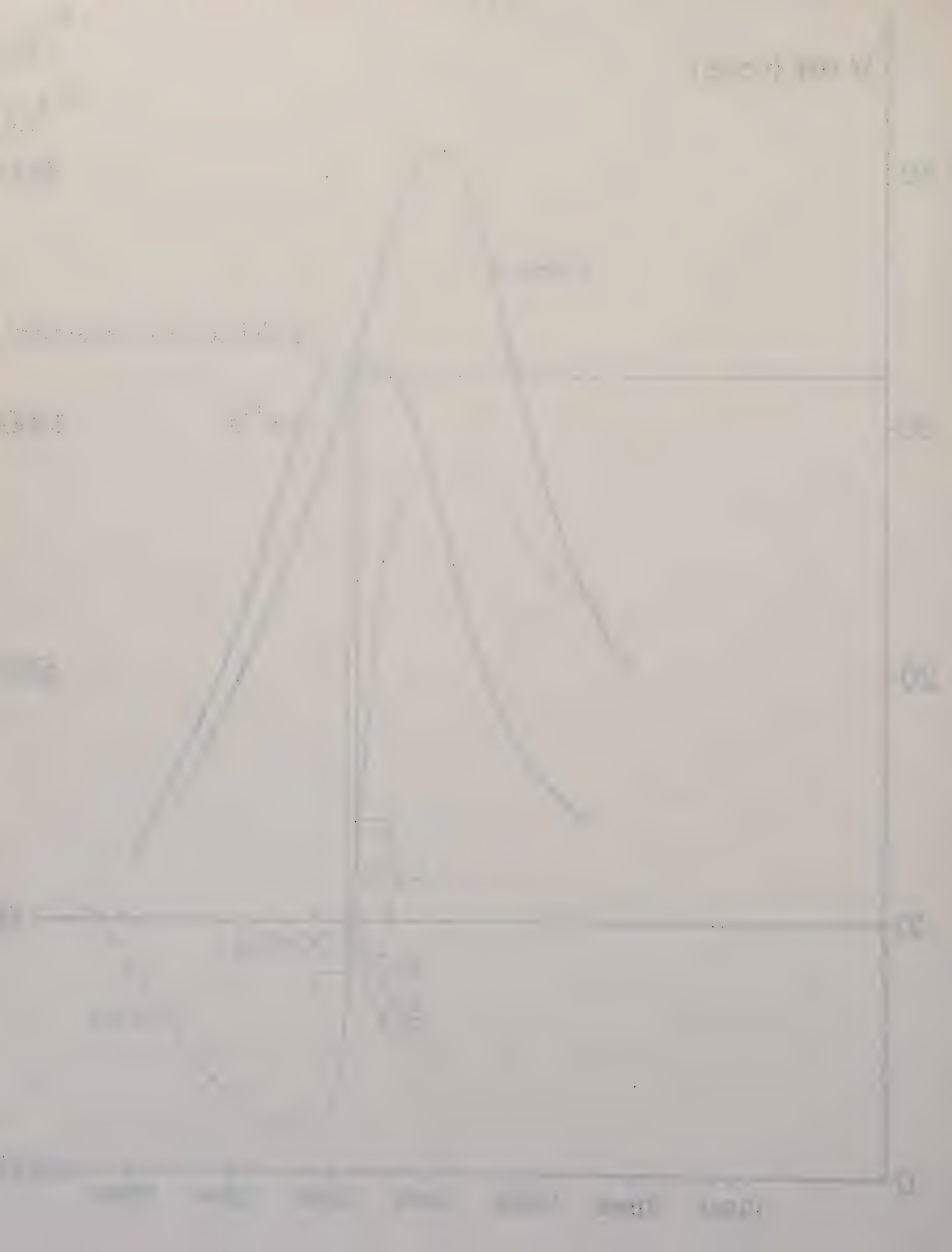
D'autre part, comme nous l'avons déjà vu, l'oscillateur ne fonctionnera que si X_3 est légèrement négatif ; notre installation travaillera donc sur la fréquence F_2 et la tension que nous obtiendrons sur le dee sera donc seulement égale à V_2.

Les mesures effectuées aux différentes fréquences nous ont conduit à porter la longueur de la boucle de couplage de 50 à 55 cm de manière à conserver à l'impédance de charge du tube une valeur de 700 Ω de 8 à 21 MHz ; comme à cette dernière fréquence le court-circuit est presque en contact avec la boucle, il nous faudra pour fonctionner entre 21 et 24 MHz, utiliser une boucle de 20 cm de longueur seulement.

Au démarrage de l'oscillateur, les électrons libres sont accélérés dans l'intervalle compris entre les éléments portés à la tension H.F. et la masse ; ces électrons produisent des électrons secondaires et le nombre des électrons qui transitent dans cet intervalle s'accroît à chaque demi-période dès que leur temps de transit est égal à la demi-période H.F. (ce qui se produit, aux fréquences qui nous intéressent, lorsque la tension dee

fig :31


V eff (volts)
R_3 (Ω)
X_3 (Ω)
40
30
20
10
0
1500
1000
500
0
-500
Vdee
point de fonctionnement
R_3
$L_3\omega_0$
$-(X_1+X_2)$
F0
F1
F2
X_3
10,984
10,986
10,988
10,990
10,992
10,994
10,996



atteint quelques dizaines de volts) . La charge qui en résulte modifie l'impédance ramenée par la boucle ; l'oscillateur, mal chargé, est incapable d'apporter assez de puissance pour faire augmenter la tension dee. Deux procédés sont généralement utilisés pour contourner cette difficulté :

- l'emploi d'un booster oscillateur piloté, directement couplé au dee et permettant d'établir une tension dee suffisante pour que le phénomène ne se produise plus ; il est alors possible de faire fonctionner correctement l'oscillateur principal et d'isoler le booster.

- l'application d'une tension négative continue de quelques centaines de volts sur le dee et son support, ce qui supprime complètement le phénomène de multiplication d'électrons.

Nous avons choisi la seconde solution, qui permet de rétablir presque instantanément la tension H.F. après chaque claquage. Il nous faut alors réaliser un court-circuit capacitif capable de tenir une tension continue d'environ 1 000 volts, et de conduire un courant H.F. de plusieurs centaines d'ampères sans trop diminuer le coefficient de surtension de la cavité résonnante.

Nous avons monté un court-circuit capacitif sur la maquette et nous avons mesuré le coefficient de surtension Q en fonction de la valeur des capacités placées dans le court-circuit ; Q croît d'abord très vite avec la capacité puis nous observons une saturation. La valeur de la capacité correspondant au début de la saturation et la valeur de la tension dee nous ont permis de définir la capacité que nous devions prévoir sur l'installation définitive (6 μF) .

C) DESCRIPTION ET FONCTIONNEMENT DE L'INSTALLATION DEFINITIVE

La figure 32 représente un schéma d'ensemble de notre installation haute fréquence.

1_ anti dee
2_ dee
3_ chambre
4_ disque de téflon
5_ barreau de céramique
6_ ligne extérieur
7_ ligne intérieure
8_ court circuit
9_ fermeture plexiglass
10_ réglage du cc
11_ dispositif de refroidissement
12_ ventilateur des isolateur

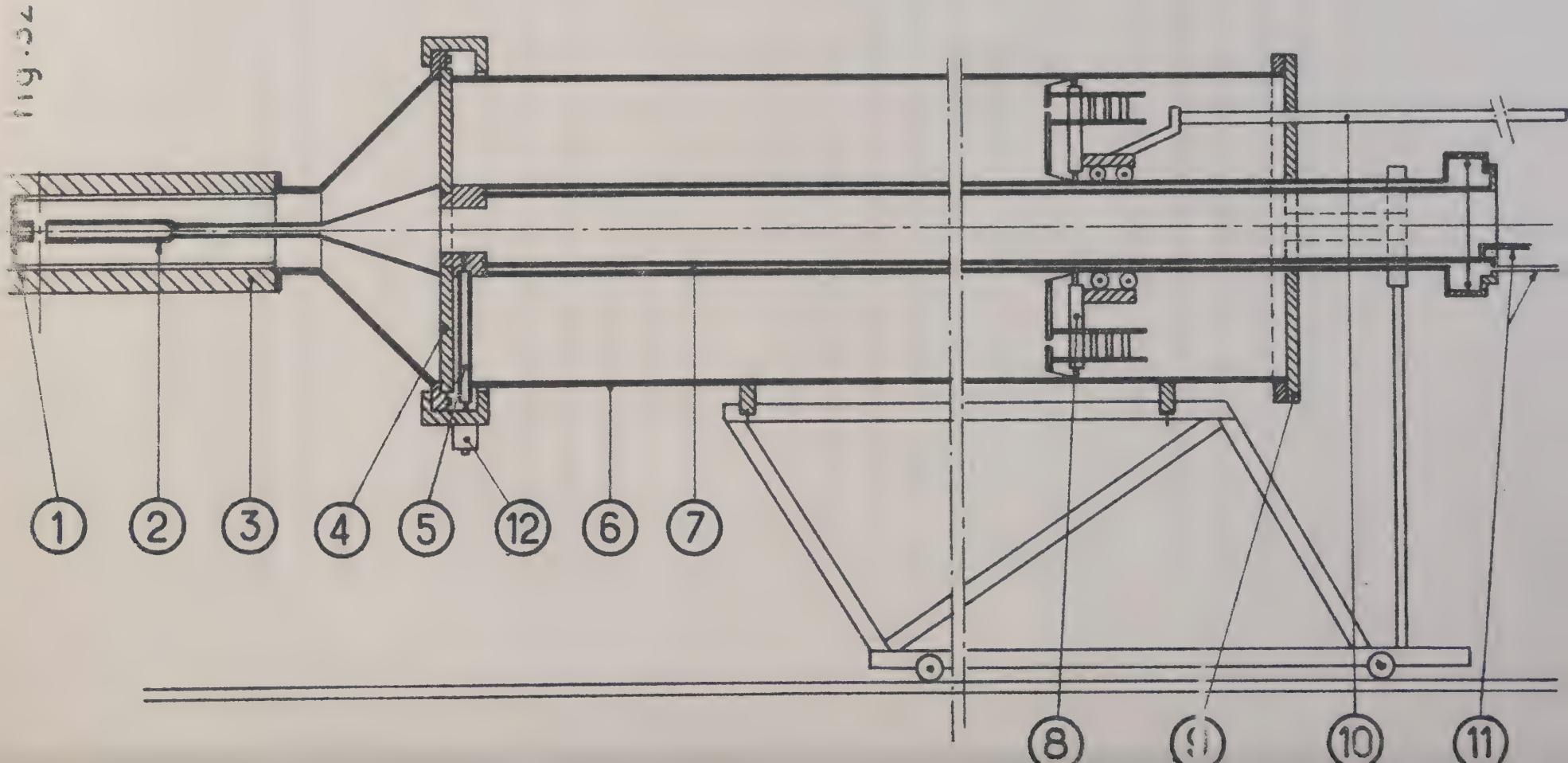


Fig. 34

Le dee et l'anti-dee ont une ouverture de 180 degrés ; les lèvres de l'anti-dee sont très dégagées et le champ électrique est ainsi pratiquement symétrique par rapport au plan de symétrie P de l'intervalle accélérateur (cette symétrie permet de conserver les centres des trajectoires dans le plan P).

Pour faciliter le montage et les manipulations d'enfoncement de la boucle de couplage et du court-circuit, nous avons décidé de faire travailler la ligne coaxiale dans l'air. Un disque de téflon placé à l'entrée de la ligne assure l'étanchéité de la chambre à vide, et 2 tubes de céramique refroidis par une circulation interne d'air supportent mécaniquement la partie centrale de la ligne.

Deux électrodes mobiles, placés près du dee, permettent de modifier la fréquence de fonctionnement de quelques % sans couper l'oscillateur.

Les contacts électriques entre le court-circuit et la ligne coaxiale sont obtenus par 64 doigts de cuivre de 5/10 mm d'épaisseur (32 pour chacun des tubes de la ligne) pressés par 64 pistons capables d'exercer une force de 4 Kgp sous l'action d'air comprimé (les essais que nous avons effectués ont montré que chacun de ces doigts peut être soumis dans l'air à une intensité supérieure à 30 A sans échauffement sensible et sans risque de collage. Pour plus de sûreté, nous avons mis en place un dispositif de ventilation.

Le court-circuit comporte une batterie de 272 condensateurs de 22 000 pF chacun, qui nous permet d'appliquer une tension négative de 1 000 volts sur la partie centrale de la ligne. Nous avons constaté que le phénomène de multiplication d'électrons se produit seulement lorsque la source d'ions fonctionne ; il est alors impossible de faire démarrer l'oscillateur sans appliquer cette tension de 1 000 volts. Les cônes de raccordement entre la ligne coaxiale et la zone centrale de la machine ont été réalisés de

manière à conserver le rapport $\frac{b}{a} = 3,6$ de la ligne, pour atténuer les réflections au niveau du raccordement.

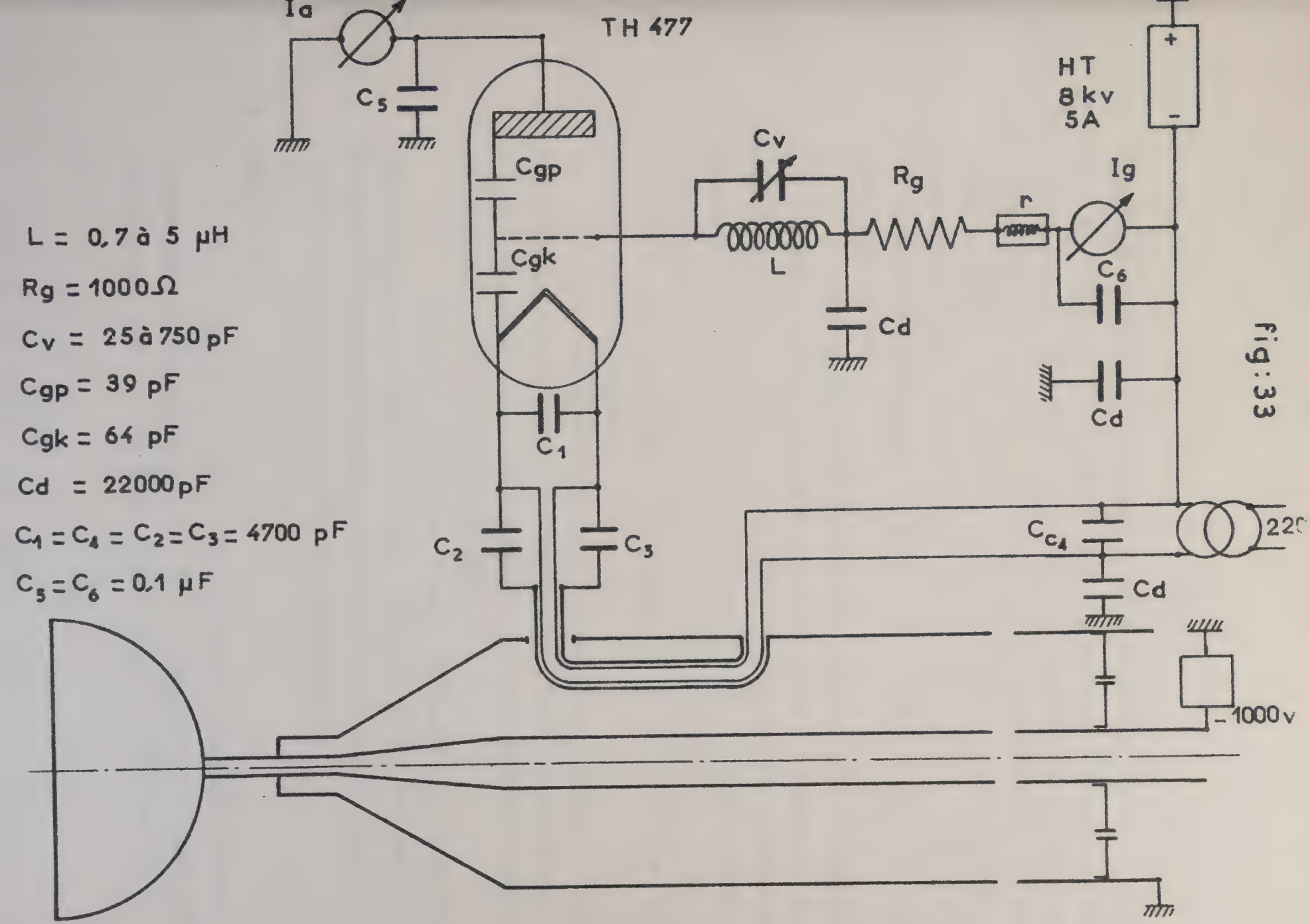
Toutes les surfaces de cuivre de la cavité résonnante ont été soigneusement polies. Le dee, l'anti-dee, le court-circuit et le tube intérieur de la ligne coaxiale sont refroidis par une circulation d'eau distillée refroidie elle-même dans un échangeur.

La boucle de couplage a été réalisée à l'aide d'un tube de cuivre de 50 mm de diamètre extérieur ; elle mesure 55 cm de longueur et est solidaire de la cabine de l'oscillateur ; les variations d'enfoncement de la boucle sont obtenues par le déplacement sur rails de la cabine elle-même.

Cette cabine est entièrement tapissée de feuilles de cuivre pour éviter les rayonnements H.F.

La figure 33 représente le schéma de l'oscillateur ; ses éléments ont été calculés par intégration des courants de grille et d'anode le long de la droite de charge à l'aide des caractéristiques (V_g, V_a) à courant constant. Le tube de puissance est un vapotron T.H. 477 capable d'une dissipation anodique de 40 kW ; l'anode est plongée dans un bouilleur, et l'eau distillée évaporée est condensée sur des tubulures refroidies par une circulation d'eau. Pour des raisons pratiques évidentes, l'anode est reliée à la masse et le filament se trouve à la haute tension ; le courant de chauffage du filament (200 A) est fourni par un transformateur isolé et conduit à travers la boucle de couplage qui est ventilée. L'alimentation haute tension de 40 kW peut délivrer une tension variable de 2,5 à 8 kV ; un dispositif de coupure ultra-rapide protège le tube contre les surintensités (courant plaque et courant grille).

Lorsque nous balayons la bande de fréquence, nous devons modifier les impédances Z_1 et Z_2 pour conserver un taux de réinjection



L = 0,7 à 5 µH

Rg = 1000 Ω

Cv = 25 à 750 pF

Cgp = 39 pF

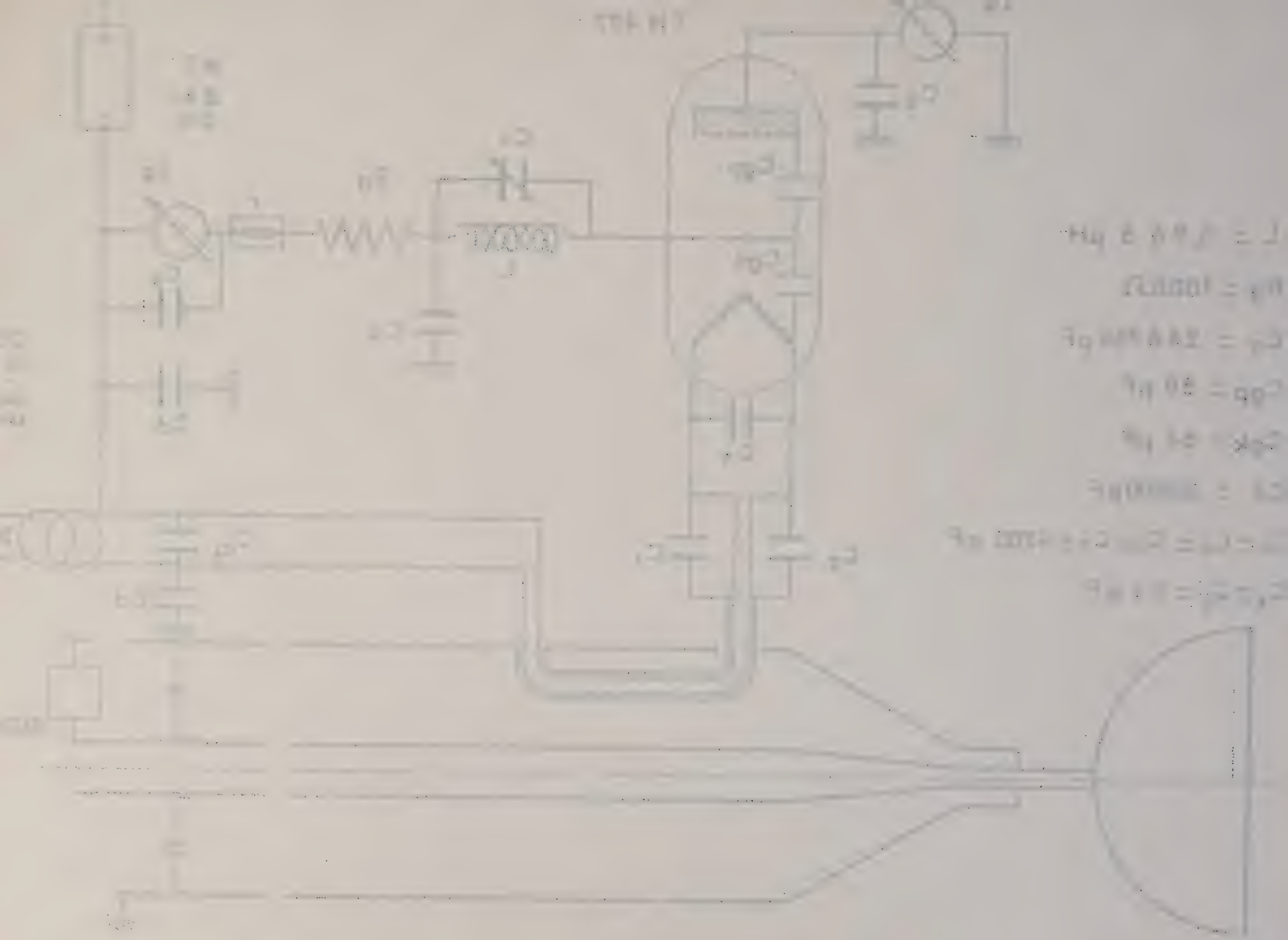
Cgk = 64 pF

Cd = 22000 pF

$C_1 = C_4 = C_2 = C_3 = 4700$ pF

$C_5 = C_6 = 0{,}1$ µF

fig: 33



correct sur la grille ; Z_2 est constitué par la capacité parasite C_{gk} ; par contre Z_1 comprend la capacité parasite C_{gp} et une self que nous devons faire varier de 0,7 à 5 μH ; comme l'essai de self variable que nous avons fait s'est soldé par un échec (le contact mobile fonctionnait mal) nous avons dû prévoir une self fixe aux bornes de laquelle nous avons placé un condensateur variable fonctionnant sous vide. Nous pouvons ainsi couvrir la bande de fréquence avec une gamme de 3 selfs (il faut moins d'un quart d'heure pour changer de self).

Nous avons fait fonctionner cette installation haute fréquence de 8 à 21 MHz ; la tension dee, que nous avons mesurée à l'aide d'un diviseur capacitif de caractéristiques connues, n'est limitée que par les claquages qui se produisent entre le dee et la source d'ions (au voisinage de 70 kV crête). Le prolongement de la bande de fréquences de 21 à 24 MHz ne pose pas, en principe, de problèmes ; nous devrons remplacer la boucle de 55 cm par une boucle de 20 cm de longueur.

La stabilité en fréquence, que nous avons déterminée à l'aide d'un fréquencemètre digital, est supérieure à 10^{-5} sur un intervalle de temps de plusieurs heures ; cette excellente stabilité est certainement dûe à l'efficacité des systèmes de refroidissement

Nous pouvons actuellement faire fonctionner cette installation sur n'importe quelle fréquence comprise entre 8 et 21 MHz en moins de 20 minutes, ce qui est tout à fait satisfaisant puisque la stabilisation du champ magnétique requiert un laps de temps supérieur.

V - VIDE

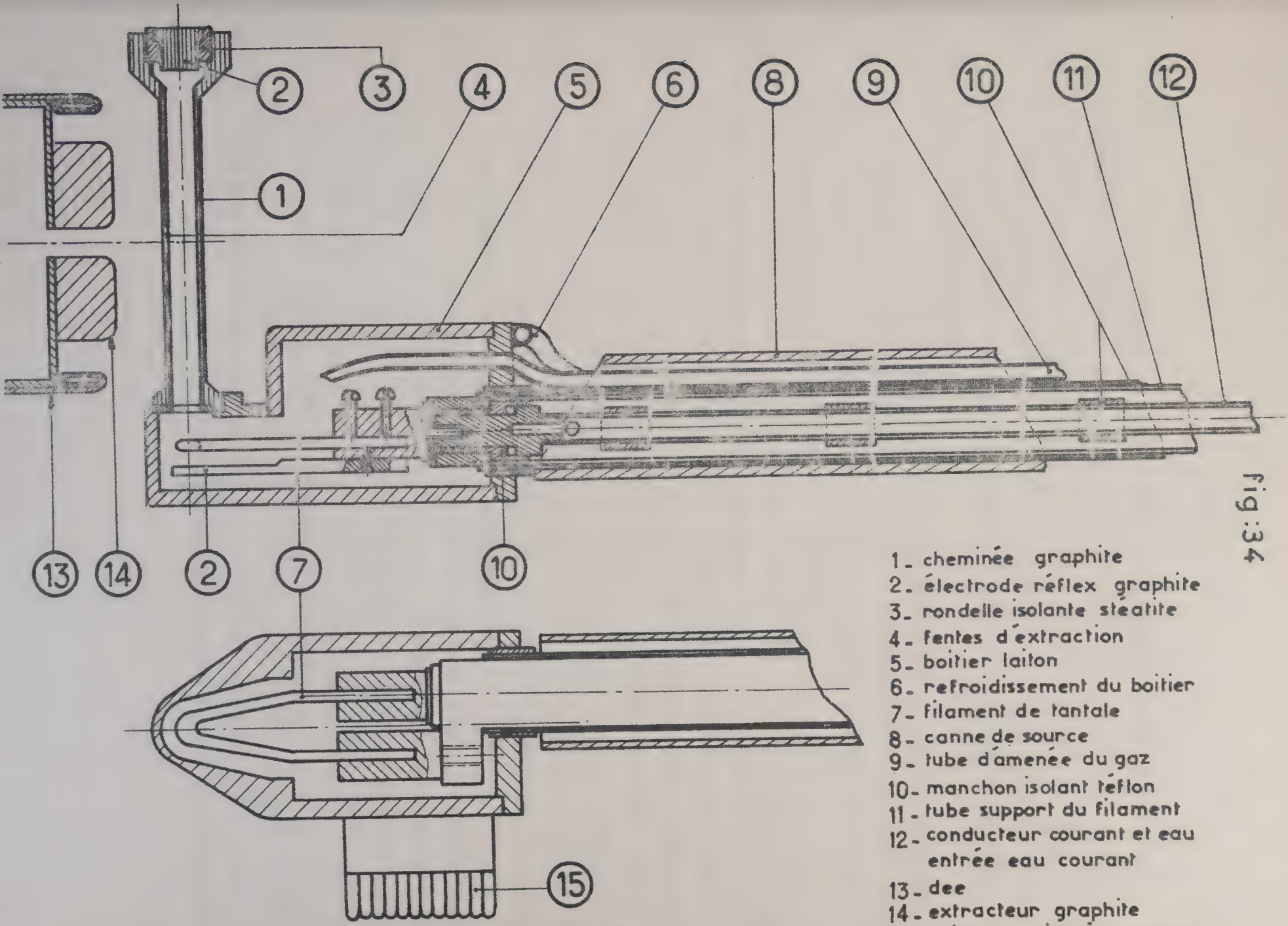
La chambre à vide, dont le volume est d'environ 200 litres, a été réalisée dans un bloc de duralumin et le pompage en est assuré par un groupe de 1 500 l/s . Lorsque la source d'ions ne fonctionne pas, la

pression dans la chambre est inférieure à 10^{-6} mm Hg ; dans les conditions normales de fonctionnement (la source d'ions débite alors environ 1 cm^3 de gaz à la pression atmosphérique par minute), cette pression reste inférieure à 10^{-5} mm Hg, ce qui permet encore de "tenir" des tensions importantes (tension H.F. - tension d'extraction).

VI - SOURCE D'IONS

Nous avons voulu construire une seule source d'ions capable de produire les différents types de particules que nous sommes susceptibles d'accélérer (protons, deutons, $^3He^{++}$, $^4He^{++}$) ; c'est la raison pour laquelle nous avons fixé notre choix sur une source du type Livingstone (22) représentée sur la figure 34. Le filament est réalisé dans du fil de tantale de 2,03 mm de diamètre ; ses pieds sont limés pour en diminuer la conductibilité thermique afin d'obtenir un point chaud à son extrêmité. Ce filament est alimenté en courant continu dont l'intensité peut atteindre 200 A à l'allumage ; cette intensité peut ensuite être réduite à une centaine d'ampères, l'arc contribuant pour une bonne part au chauffage du filament.

Les électrons émis par le filament sont accélérés par le champ électrique établi entre le filament porté à une tension continue négative de quelques centaines de volts et la colonne de graphite ; ils s'enroulent le long des tubes de force magnétiques et se présentent devant l'électrode de graphite placée à la partie supérieure de la colonne. Cette électrode est isolée par un anneau de céramique ; les premiers électrons qui l'atteignent la chargent jusqu'à ce que son potentiel soit égal à celui du filament ; les électrons suivants sont réfléchis et oscillent dans la colonne entre cette électrode réflex et le filament (ou l'électrode de carbone, placée sous le filament, et portée au potentiel du filament), jusqu'à ce qu'ils entrent en collision avec une molécule du gaz que nous injectons dans la source.



Source d'ions (échelle 1)

fig :34

1 - cheminée graphite
2 - électrode réflex graphite
3 - rondelle isolante stéatite
4 - fentes d'extraction
5 - boitier laiton
6 - refroidissement du boitier
7 - filament de tantale
8 - canne de source
9 - tube d'amenée du gaz
10 - manchon isolant téflon
11 - tube support du filament
12 - conducteur courant et eau entrée eau courant
13 - dee
14 - extracteur graphite
15 - doigts de mise à lamasse

Pour que la source fonctionne correctement, il faut que la pression du gaz soit telle que le libre parcours moyen des électrons soit grand par rapport à la distance du filament à la base de la colonne (pour éviter que des décharges ne s'établissent entre ces éléments) et faible par rapport au parcours des électrons dans la colonne ; un plasma est alors créé dans la colonne.

Les ions sont extraits de la source par le champ électrique haute fréquence à travers une fenêtre de 5 mm de hauteur et de 5/10 mm de largeur ; les bords de cette fenêtre ont été fraisés à 135° pour assurer la focalisation des ions à la sortie de la source.

Les principales difficultés que nous avons rencontrées ont été d'ordre mécanique ; en effet, la hauteur totale de la source est limitée à 11 cm et le diamètre extérieur de la canne ne doit pas excéder 25 mm (or, cette canne doit contenir les 2 conducteurs d'alimentation du filament, refroidis par une circulation d'eau, un circuit de refroidissement pour le pied de la source, un tube destiné à l'injection du gaz et un conducteur pour appliquer la tension d'arc. Etant donné le faible espace dont nous disposions, nous avons dû assurer l'étanchéité au vide de tous ces éléments à l'extrémité de la canne, en dehors de la chambre à vide).

Des contacts argentés assurent la mise à la masse de la source au niveau de l'anti-dee pour éviter qu'elle ne subisse l'influence de la tension H.F. Le gaz est admis dans la source à travers une vanne à pointeau et provient d'un ballon de plastique où il se trouve à la pression atmosphérique ; nous obtenons ainsi un débit de gaz constant.

La source peut être déplacée depuis l'extérieur de la machine ($\pm$ 5 mm dans le plan vertical, $\pm$ 1, 5 cm dans le plan horizontal) ; un sas de sortie permet de changer le filament sans casser le vide dans la chambre ;

cette opération peut être effectuée en une demi-heure.

Comme le montrent les figures 35 et 36, des blocs de graphite ont été disposés dans la région centrale ($r < 6$ cm), le long des lèvres du dee et de l'anti-dee ; ces blocs sont destinés à augmenter le champ électrique d'extraction au voisinage de la source, et à diminuer l'intervalle de phase correspondant à la traversée de l'intervalle accélérateur.

Nous nous sommes efforcés de faire en sorte que les ions, après leur première révolution, trouvent, à chaque passage entre les dees, un champ électrique aussi symétrique que possible, afin de conserver leur centre de giration le plus près possible du plan médian de l'intervalle accélérateur.

La distance entre la source et l'extracteur est d'environ 7 mm ; les blocs de carbone situés respectivement sur le dee et sur l'anti-dee sont distants de 1 cm ; la hauteur libre dans l'extracteur est égale à la hauteur de la fente de sortie de la source (5 mm), la hauteur libre entre les blocs de carbone est de 2 cm, alors que la hauteur libre dans les dees, en dehors de la région centrale ($r > 6$ cm), est de 5 cm.

Afin de contrôler le fonctionnement de la source d'ions et la focalisation du faisceau extrait, nous avons porté une électrode simulant le dee à une tension continue. Nous avons obtenu un courant d'ions de 14 mA, correspondant au débit maximum de l'alimentation que nous utilisions, pour une tension de 15 kV seulement. En utilisant un champ magnétique faible, nous avons pu observer l'impact des ions sur une feuille de cuivre placée le long des lèvres du dee ; après un parcours de 30 cm environ, le faisceau d'ions avait des dimensions que nous avons estimées à 4 cm dans le plan vertical et 1 cm dans le plan horizontal ; la défocalisation correspondante doit être attribuée pour la plus grande partie à l'effet de charge d'espace qui est très important sur un faisceau d'une dizaine de milliampères (nous avons

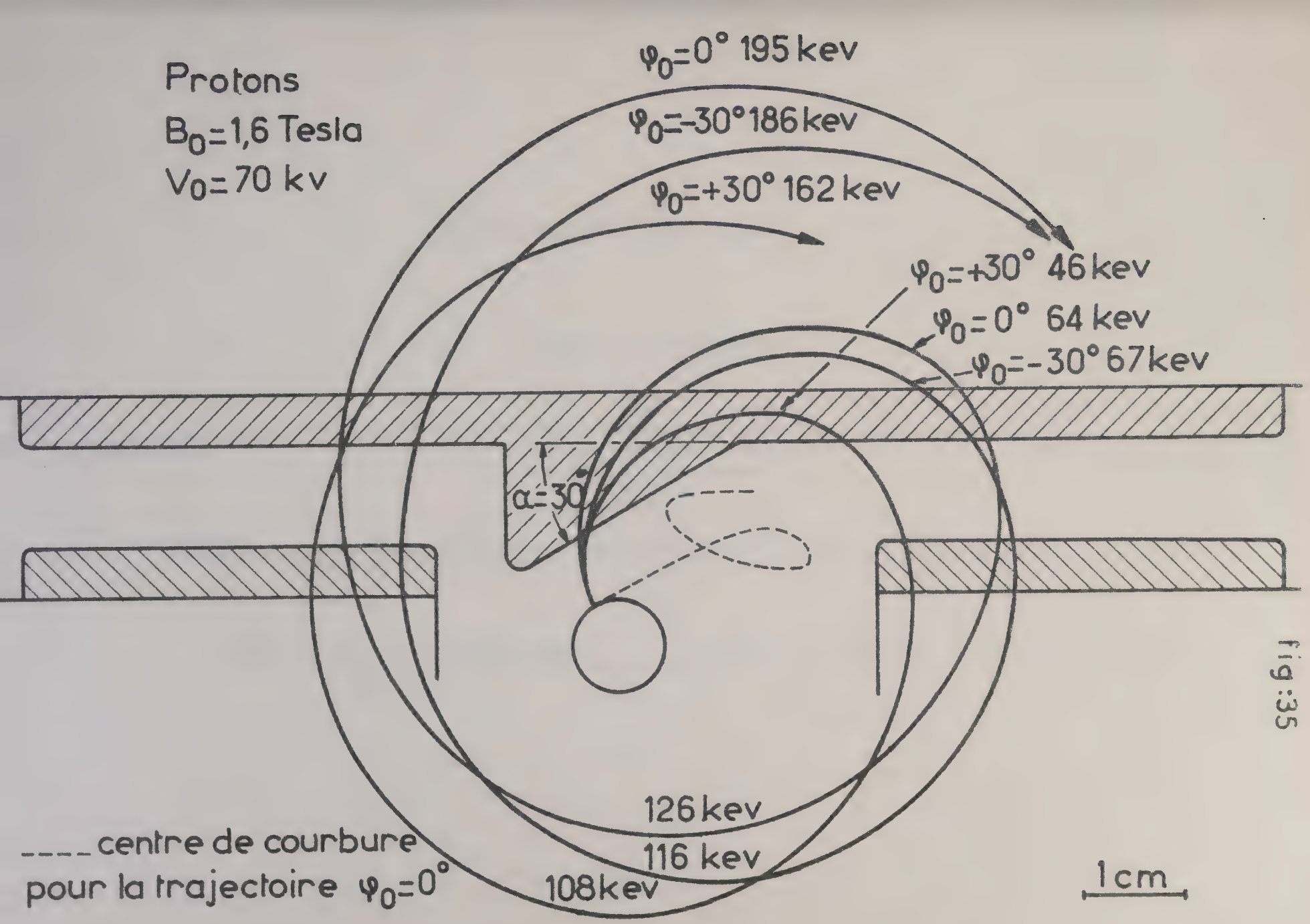
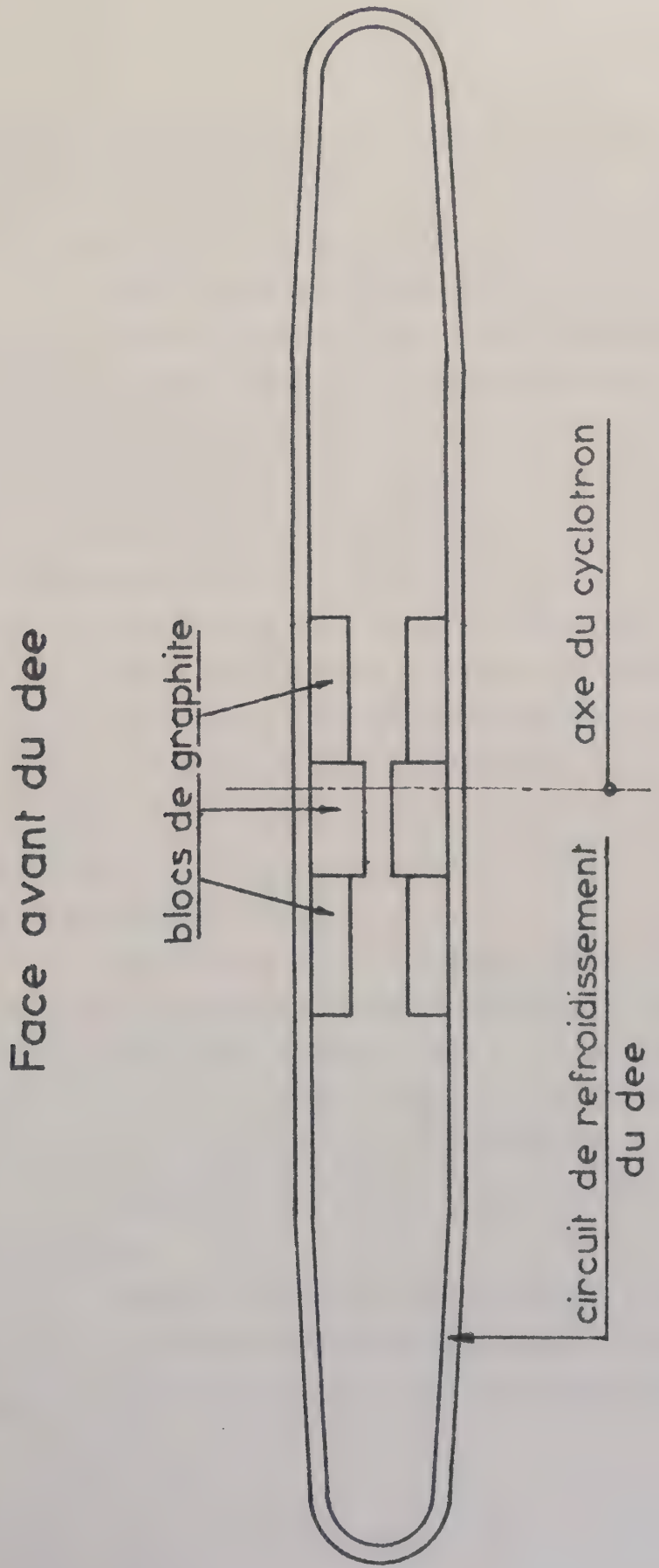
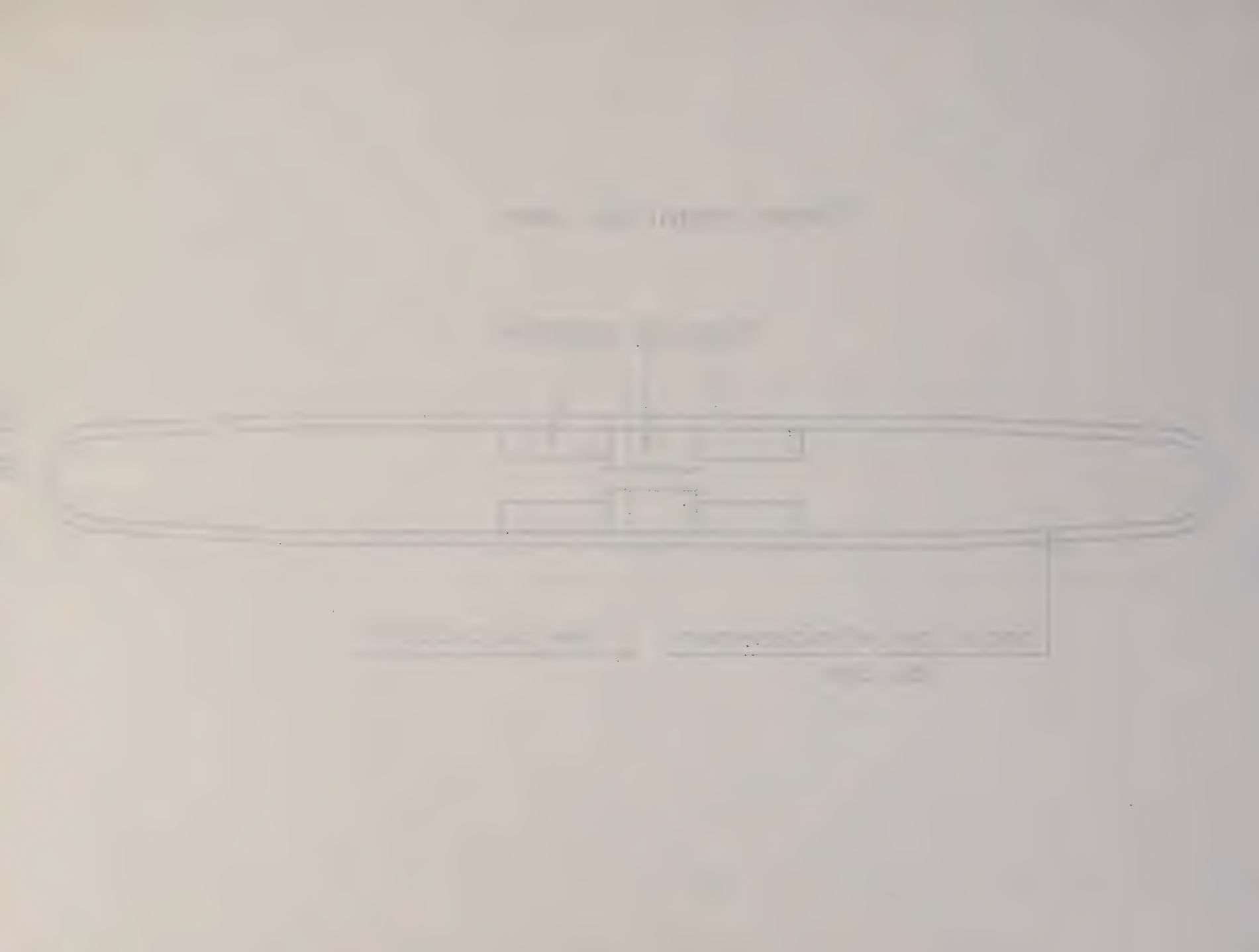

Protons
B_0=1,6 Tesla
V_0=70 kv
φ_0=0° 195 kev
φ_0=-30° 186 kev
φ_0=+30° 162 kev
φ_0=+30° 46 kev
φ_0=0° 64 kev
φ_0=-30° 67 kev
α=30°
126 kev
116 kev
108 kev
____ centre de courbure pour la trajectoire φ_0=0°
1 cm

fig :35

fig:36


Face avant du dee
blocs de graphite
axe du cyclotron
circuit de refroidissement du dee



pu le constater en augmentant le champ magnétique en cours de fonctionnement ; l'enveloppe des impacts n'est pas linéaire, comme elle aurait dû l'être en l'absence de charge d'espace, mais presque parabolique).

Nous avons fait fonctionner la source d'ions en hélium, et nous avons observé un impact très intense correspondant aux ions une fois chargés et un impact faible correspondant aux ions 2 fois chargés, les seuls que nous puissions accélérer. Bien que le rendement de la source en He^{++} soit faible (il est généralement évalué à 1 % (23)) le débit de la source est suffisamment important pour que le courant d'ions He^{++} soit raisonnable. Pour optimiser le rendement de la source en ions 2 fois ionisés, il faut diminuer au maximum le débit de gaz et augmenter la puissance d'arc.

Dans les conditions normales de fonctionnement, le courant d'arc et la tension d'arc sont respectivement voisins de 1 A et 150 V lorsque le gaz admis est de l'hydrogène ou du deutérium, ces valeurs sont portées à 2 A et 200 V dans le cas de l'hélium ; le temps de vie du filament, qui est sensiblement proportionnel à la puissance dissipée par l'arc est alors voisin d'une dizaine d'heures.

Nous avons représenté sur la figure 35 les trajectoires de 3 protons dont les phases à l'origine sont respectivement égales à - 30 degrés 0 degré et + 30 degrés, accélérés dans un champ magnétique de 1,6 tesla, avec une tension H.F. de 70 kV crête. Ces trajectoires ont été calculées point par point selon la méthode proposée par H.A. WILLIAX(24), qui permet de tenir compte de la forme du champ électrique et de sa variation au cours du temps.

Malgré la présence de l'extracteur et des blocs de graphite, nous avons constaté un groupement de phases très important puisque les particules considérées subissent leur troisième accélération avec des phases

moyennes respectivement égales à + 16 degrés, + 15 degrés et + 40 degrés. Le fait que toutes ces phases soient positives (ce qui est dû au décalage de la source d'ions par rapport à l'intervalle accélérateur) est extrêmement intéressant puisqu'il va permettre la focalisation des particules dans la région centrale.

Nous pouvons d'autre part remarquer que les 3 protons considérés ont, après leur troisième accélération, des énergies assez peu différentes ; ce groupement des énergies, associé au regroupement des phases, laisse prévoir une définition en énergie convenable du faisceau, mais un temps d'efficacité assez faible.

Une électrode de graphite mobile, comportant une fenêtre de 1 cm de hauteur et de 1 mm de largeur a été prévue pour définir le faisceau au cours de sa première révolution ; elle permettra, si le besoin s'en fait sentir, d'améliorer la définition en énergie du faisceau, aux dépends de son intensité.

VII - DISPOSITIF D'EXTRACTION

Bien que le système d'extraction par "peeler"et"regenerator" soit de plus en plus utilisé, nous avons choisi pour notre cyclotron une extraction électrostatique, plus simple à mettre en œuvre. Lorsque les particules atteignent le rayon d'extraction, elles pénètrent dans un canal formé par 2 électrodes entre lesquelles règne un champ électrique qui exerce sur elles une force qui tend à les écarter de l'orbite circulaire ; à la sortie de ce canal, les particules ont subi un déplacement radial suffisant pour sortir de la machine en traversant le champ de fuite de l'aimant.

Comme le champ magnétique décroît très lentement dans la région de l'extraction, ce qui est dû à la forme enveloppante des pôles, et que

l'ouverture des électrodes d'extraction est limitée à 75 degrés par l'anti-dee et la canne de la source d'ions, il nous faudra un champ électrique d'extraction très important. Nous avons donc prévu de conserver ce champ électrique sensiblement constant tout le long de l'extracteur pour diminuer au maximum la tension d'extraction.

Le rayon de courbure de la trajectoire des particules dans l'extracteur est donné par la relation :

$$R = \frac{m\,v^2}{e(v.B(r)-E)}$$

Nous avons calculé la trajectoire de sortie des particules point par point en procédant par pas Δr de 0, 5 cm, pour différentes valeurs du rayon d'extraction et différentes valeurs du champ électrique d'extraction (figures 37, 38, 39). Nous avions préalablement testé la précision des calculs en utilisant des pas de plus en plus faibles pour déterminer une même trajectoire ; à partir de Δr = 0, 5 cm, les trajectoires étaient pratiquement confondues.

La figure 38, sur laquelle nous avons dessiné les trajectoires de particules correspondant à 2 orbites différentes, donne une idée de la largeur maximum du faisceau que nous extrairons.

L'examen des figures 37, 38 et 39 et des figures concernant l'évolution de la phase des particules en cours d'accélération nous a amenés à fixer le rayon d'extraction à 24 cm. La figure 40 indique la valeur du champ électrique d'extraction en fonction de l'énergie des différentes particules que nous pouvons accélérer.

Etant données les faibles dimensions de l'entrefer, nous ne pourrons pas porter l'électrode haute tension de l'extracteur à une tension

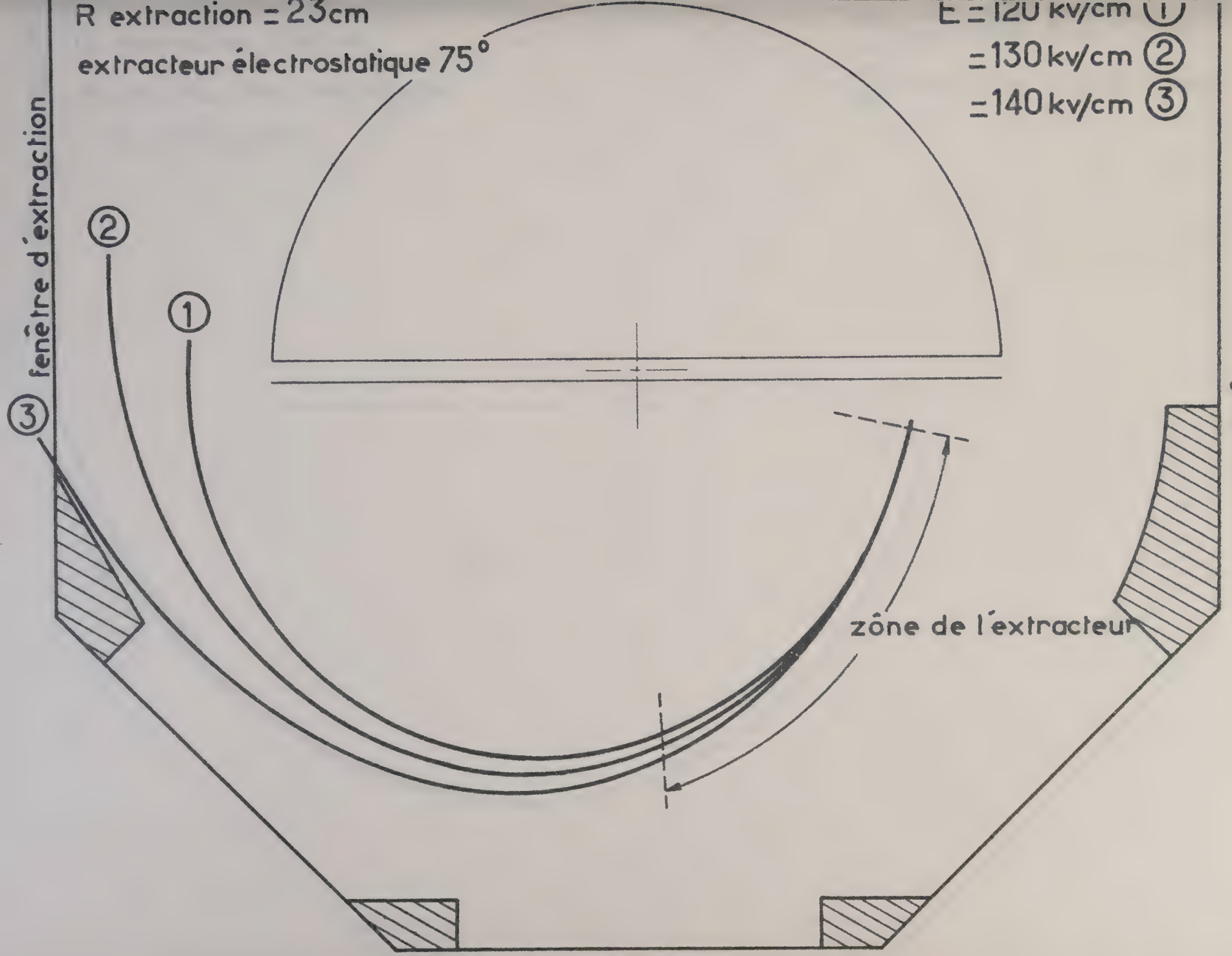

R extraction = 23cm
extracteur électrostatique 75°
E = 120 kv/cm ①
= 130 kv/cm ②
= 140 kv/cm ③
fenêtre d'extraction
③
②
①
zône de l'extracteur

Fig : 37

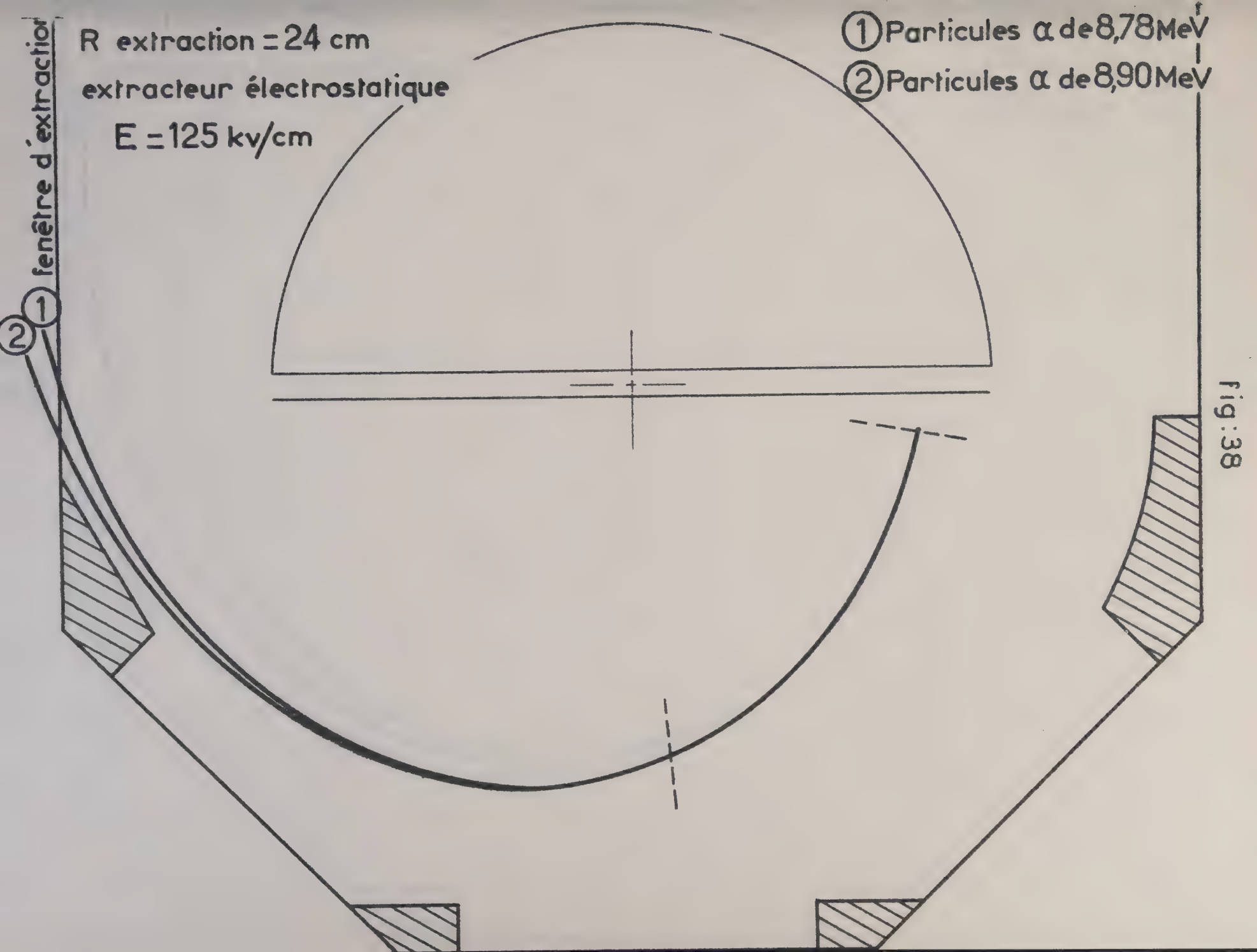

R extraction = 24 cm
extracteur électrostatique
E = 125 kv/cm
① Particules α de 8,78 MeV
② Particules α de 8,90 MeV
fenêtre d'extraction
1
2

Fig: 38

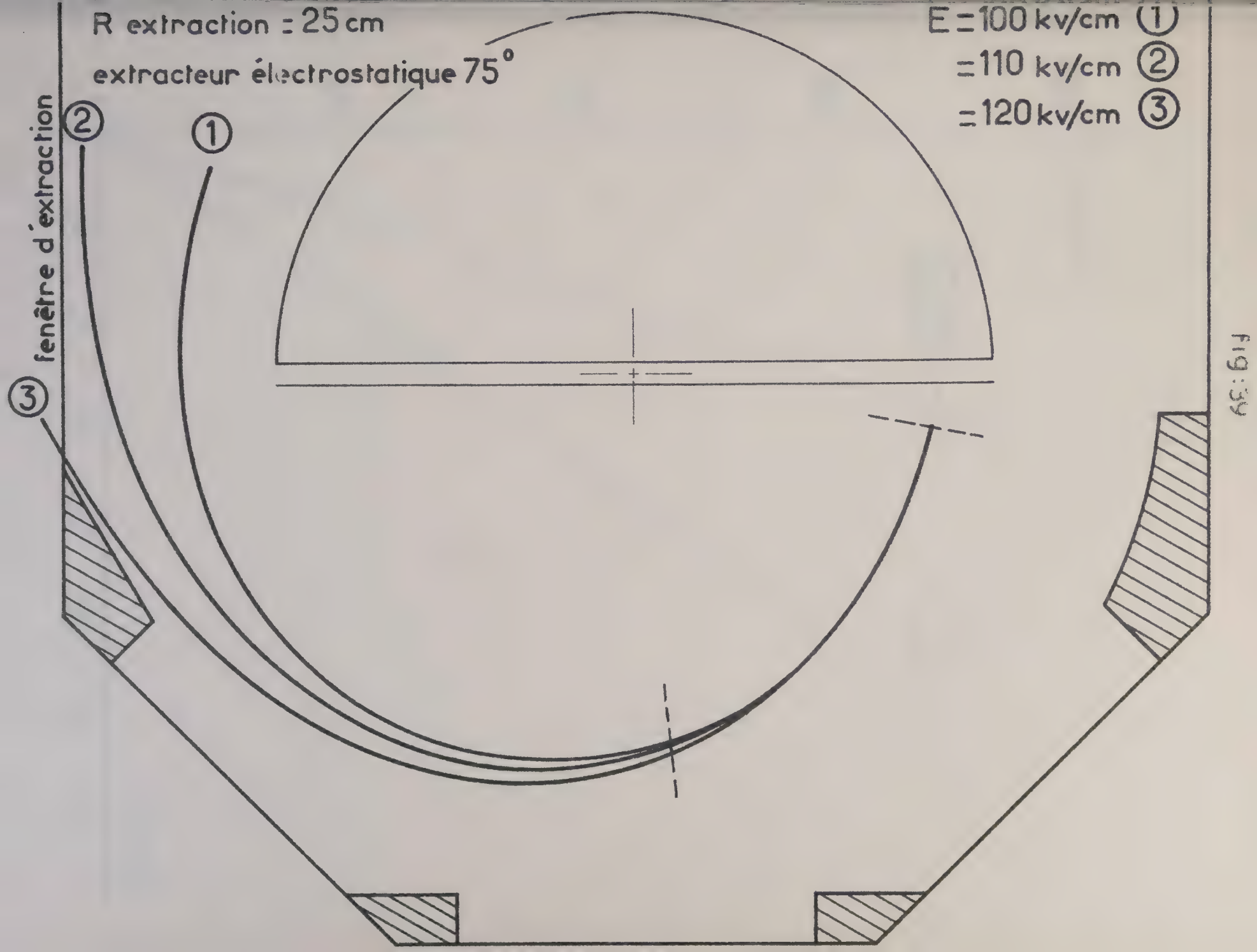
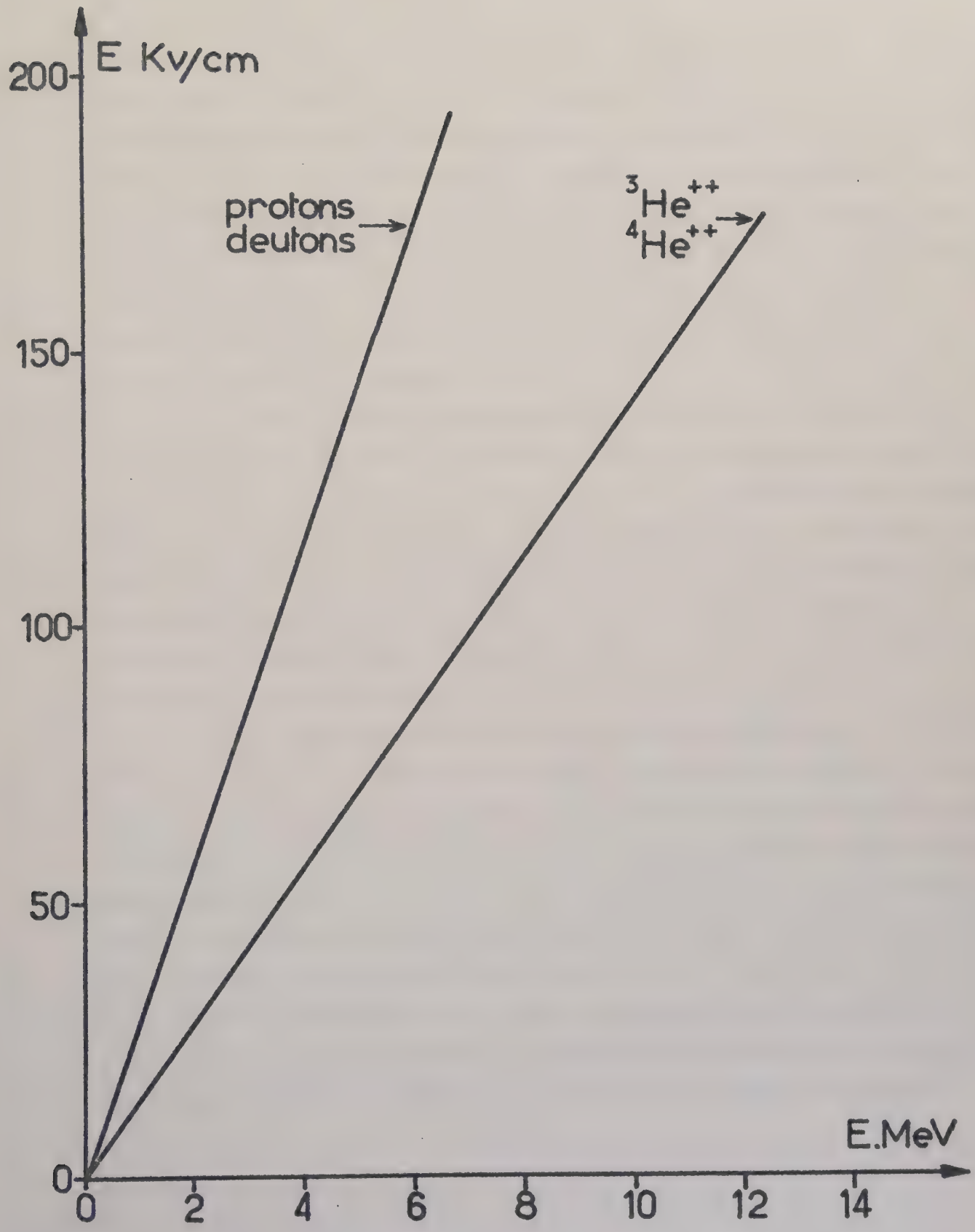

R extraction = 25 cm
extracteur électrostatique 75°
E = 100 kv/cm ①
= 110 kv/cm ②
= 120 kv/cm ③
fenêtre d'extraction
①
②
③

Fig : 35

Fig:40


E Kv/cm
200
150
100
50
0
protons
deutons
$^{3}He^{++}$
$^{4}He^{++}$
E.MeV
0
2
4
6
8
10
12
14

supérieure à 70 kV, ce qui limite la distance entre les électrodes d'extraction à environ 3,5 mm. La tension de claquage entre les électrodes d'extraction est déterminée par la valeur maximum que peut prendre le produit de la tension V par le champ électrique E ; une étude systématique effectuée par A GARREN (25) pour l'extracteur du cyclotron de2,20 m de Berkeley montre que la valeur maximum du produit V.E ne doit pas dépasser $1,5.10^4$ $(kV)^2$/cm. Dans notre cas, la valeur maximum du produit V.E est égale à $1,36.10^4$ $(kV)^2$/cm , et nous devrions donc être en mesure d'extraire le faisceau dans tout le domaine d'énergies.

Pour faciliter la réalisation des électrodes d'extraction, nous leur avons donné une forme circulaire ; nous avons calculé leur rayon moyen par intégration sur la courbe présentée figure 41, qui montre la variation du rayon de courbure de la trajectoire des particules le long de l'extracteur. Bien que les électrodes s'écartent alors très peu de leur contour théorique, nous pourrons encore améliorer la situation en ouvrant très légèrement les 2 électrodes, l'une par rapport à l'autre, ce qui aura pour effet de faire converger les 2 rayons extrêmes Ra et Rc vers la valeur moyenne Rb.

La figure 42 représente notre dispositif d'extraction. L'électrode intérieure, portée au potentiel de la masse, est réalisée en cuivre, et refroidie par une circulation d'eau distillée ; son profil a été conçu pour éviter que les lignes de force magnétiques, qui sont incurvées dans cette région, puissent joindre ses parois verticales avec l'électrode haute tension, favorisant ainsi les claquages. La face d'entrée, qui subit directement l'action du faisceau, comporte une plaquette de graphite fendue en V sur quelques centimètres et amincie progressivement jusqu'à quelques dixièmes de millimètre, pour faciliter l'entrée du faisceau. L'électrode haute tension a été réalisée dans un tube de cuivre et présente une surface aussi faible que possible.

Rayon de l'extracteur

$\int_a^b R d\theta = \int_b^c R d\theta$ fixe la position de b

Rb = 38,146cm

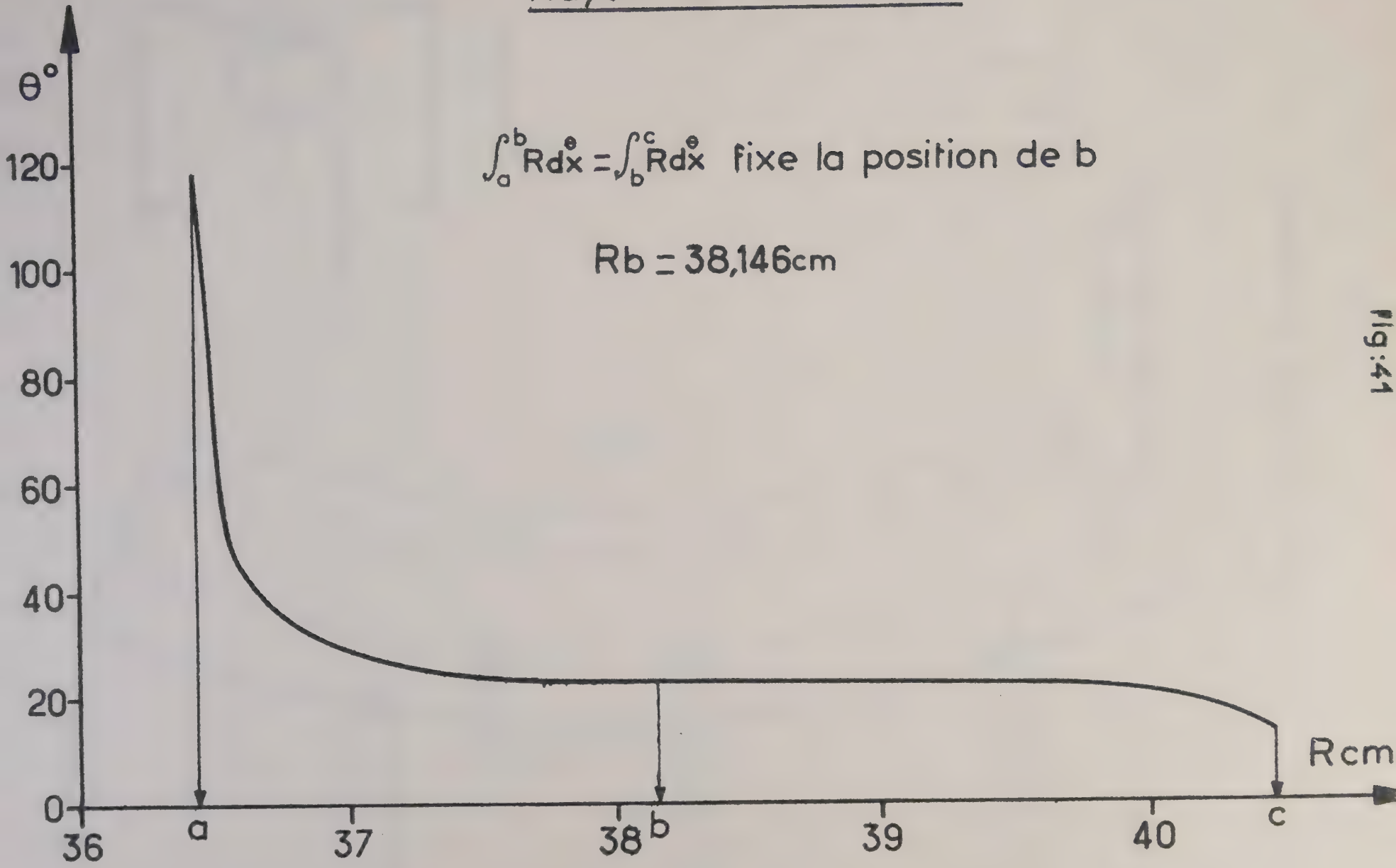


Fig:41

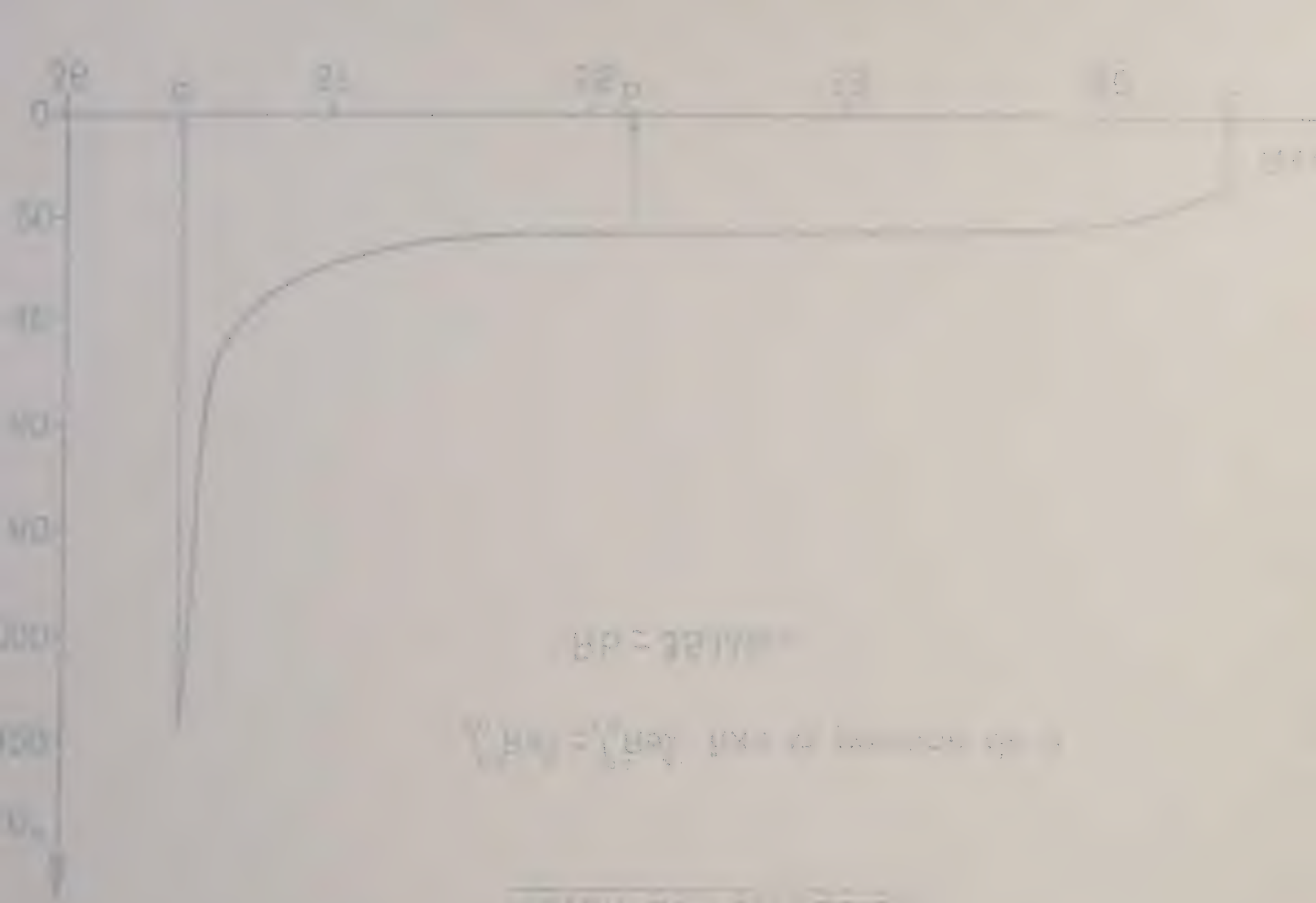
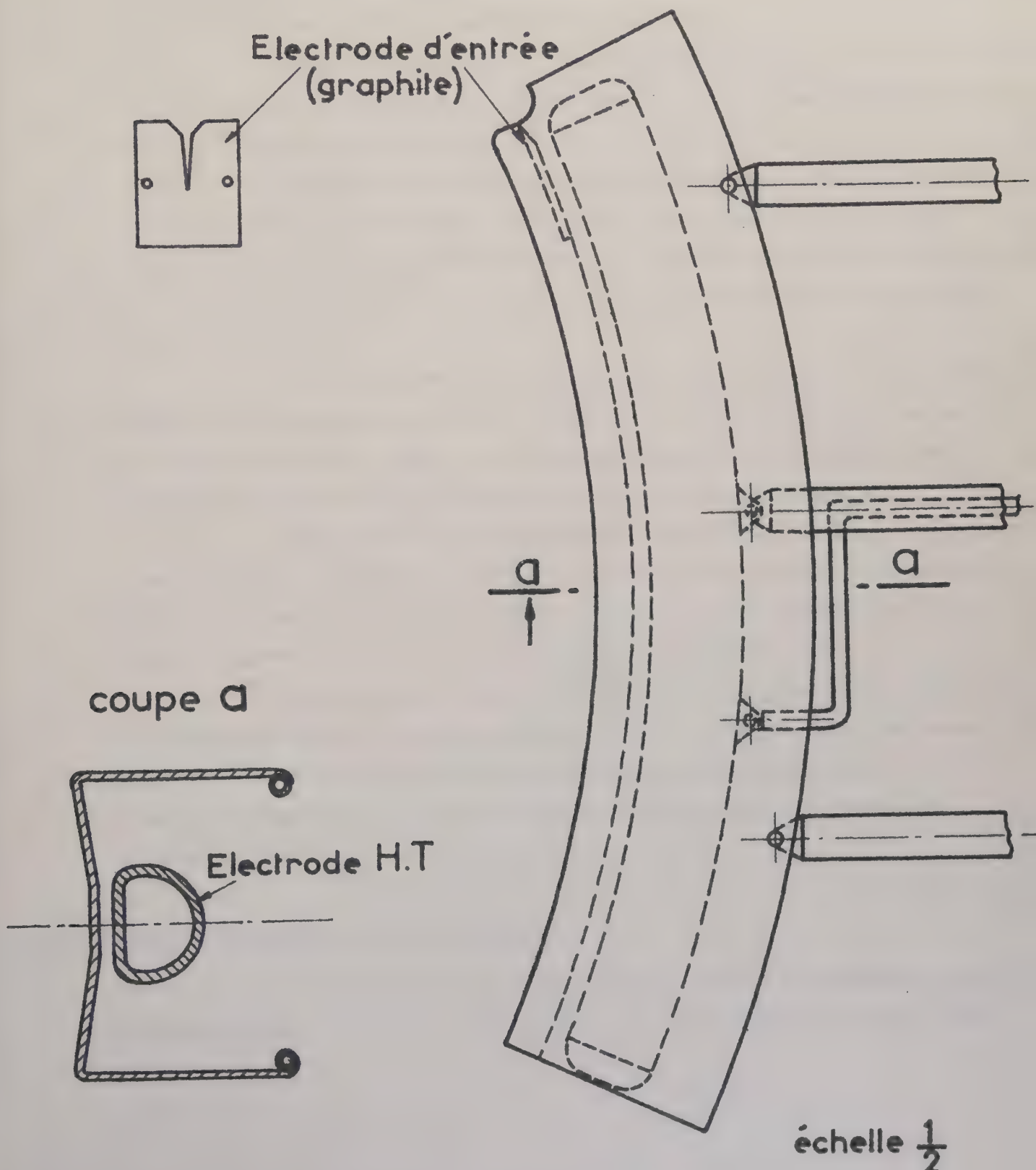
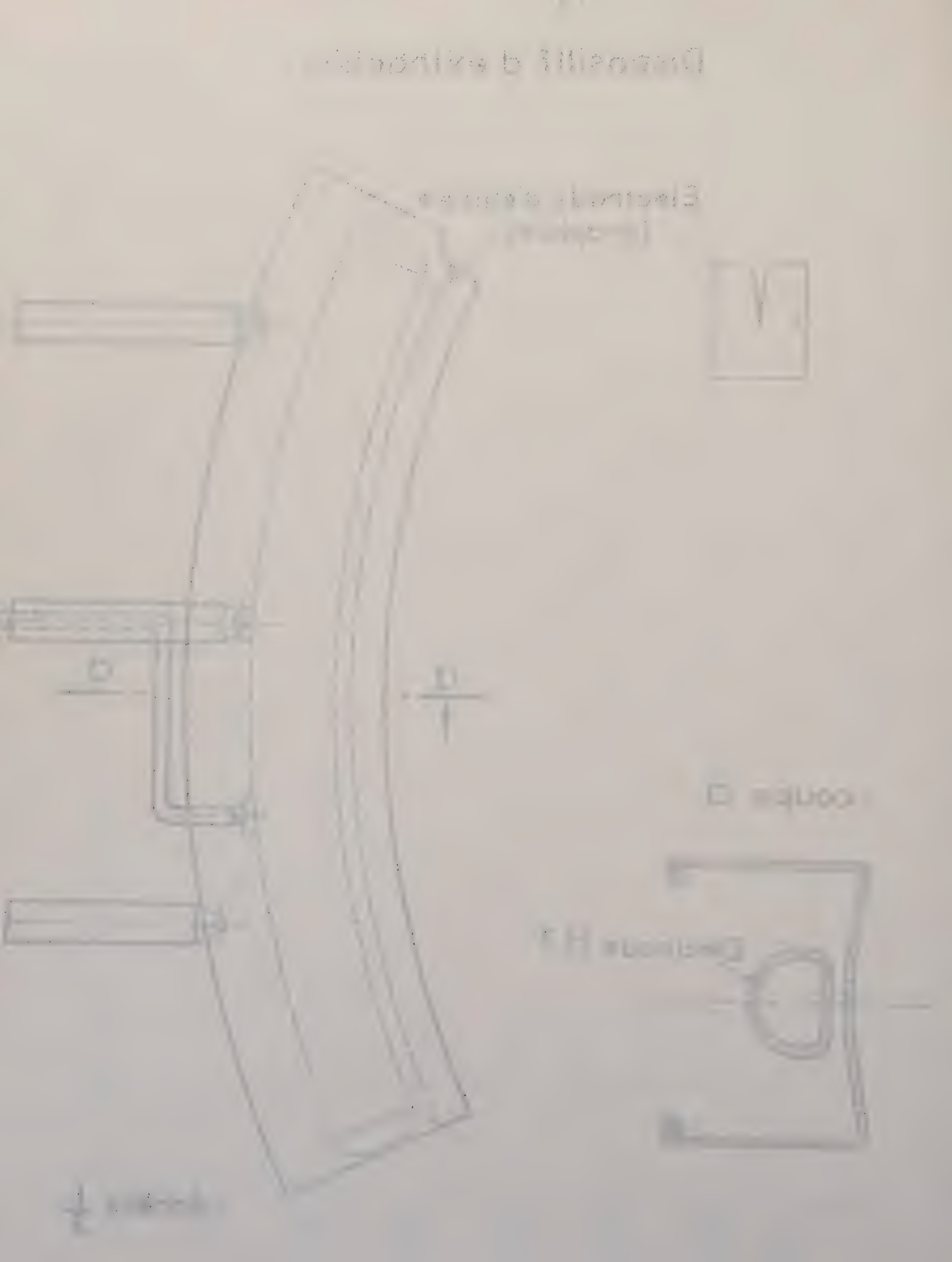


fig:42

Dispositif d'extraction





L'électrode haute tension ainsi que la zone médiane de l'électrode à la masse ont subi un polissage particulièrement soigné.

Deux réglages assurent le positionnement de l'électrode de masse après quoi deux autres réglages indépendants permettent de modifier la distance entre les 2 électrodes et leur angle d'ouverture.

L'isolement du support de l'électrode haute tension à sa sortie de la chambre à vide est assuré par un tube de porcelaine protégé par un éclateur ; la tension négative d'extraction est fournie à travers une résistance de protection par un générateur électrostatique stabilisé capable de débiter 14 mA.

L'électrode haute tension tient actuellement 55 kV, mais cette tension a été appliquée trop peu de temps pour que l'on puisse la considérer comme une valeur limite ; en effet, les tensions de claquage s'améliorent avec le temps, nous l'avons déjà remarqué sur la tension H. F.

Au premier essai du dispositif d'extraction, en ajustant simplement la tension d'extraction, nous avons obtenu à la sortie de l'extracteur un faisceau de protons de 2 MeV de 25 μA pour un courant interne de 60 μA, ce qui correspond à un rendement légèrement supérieur à 40 %.

En principe, le dispositif d'extraction doit permettre d'extraire les particules depuis l'énergie minimum jusqu'à l'énergie maximum sans qu'il soit nécessaire de modifier la disposition géométrique des électrodes d'extraction ; nous avons pu le vérifier pour des protons de 0,76 à 2,5 MeV.

VIII - FONCTIONNEMENT DU CYCLOTRON

Notre cyclotron est maintenant en mesure d'accélérer des protons de 750 keV à 5,2 MeV, des deutons de 1,5 à 5,4 MeV, des ions $^{3}He^{++}$

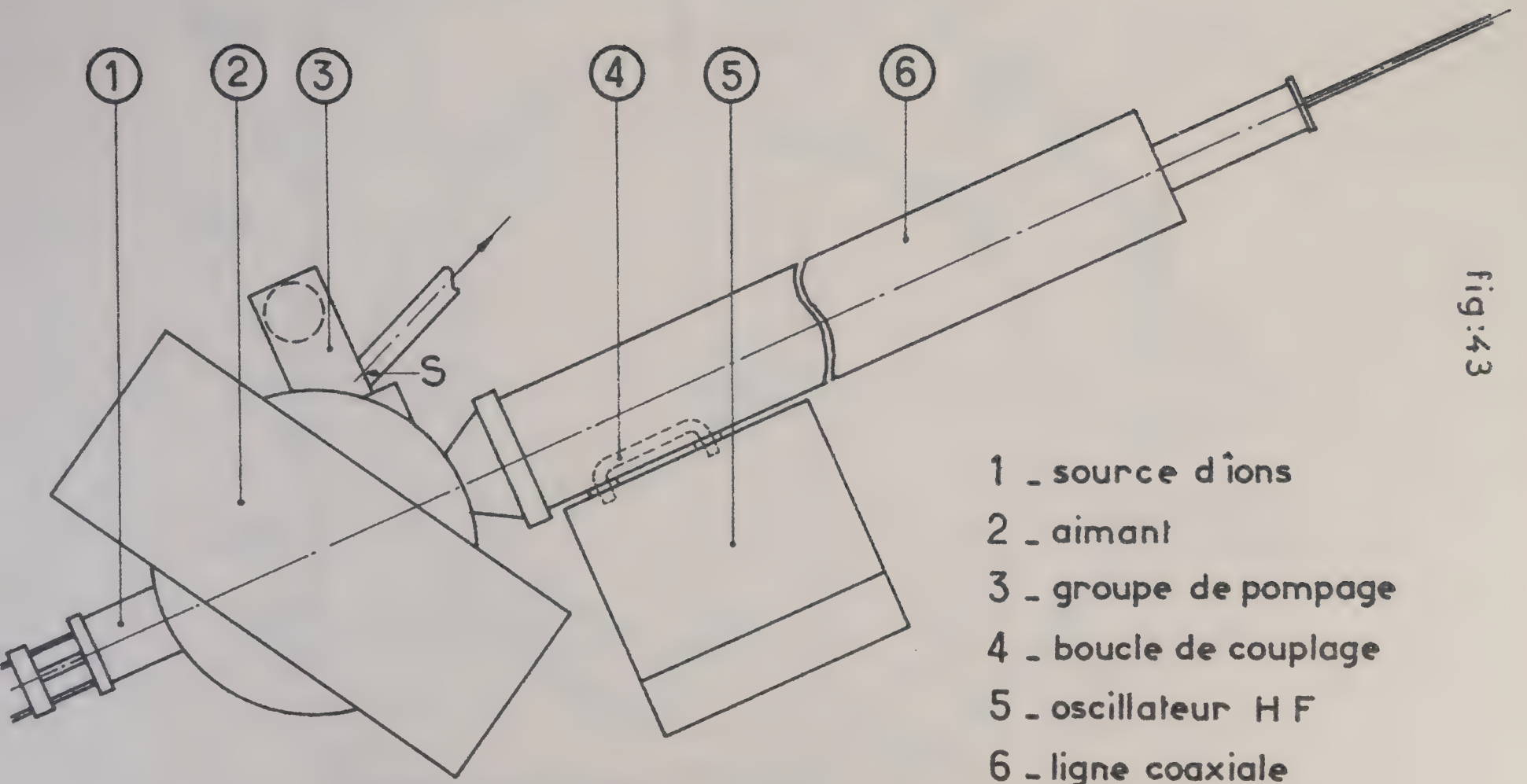
de 1,8 à 12,4 MeV et des particules α de 3 à 10,75 MeV. La mise en place d'une boucle de couplage plus courte dans la ligne résonnante nous permettra d'étendre le domaine d'énergie des protons de 5,2 à 6,7 MeV.

La figure 43 représente l'implantation des différents éléments du cyclotron tandis que la figure 44 montre la région centrale avec la trajectoire de sortie du faisceau. Les figures 45 et 46 fournissent l'énergie des particules au rayon d'extraction en fonction de l'induction magnétique au centre de la machine et en fonction de la fréquence H.F.

Voyons brièvement comment les choses se sont passées au point de vue chronologique. La plus grande partie des études théoriques a été faite en 1962-1963 ; l'électro-aimant nous a été livré à la fin de l'année 1964 ; la plupart des éléments du cyclotron a été réalisé par l'atelier de notre Laboratoire dans le courant de l'année 1965. Nous avons monté et essayé ces différents éléments et le premier faisceau interne a été obtenu en Septembre 1966.

Ces montages et ces essais ont été effectués à la Faculté des Sciences, dans un hall qui n'avait pas été prévu à cet usage ; il n'y avait en particulier aucune protection et nous avons dû nous limiter pour des raisons de sécurité à des énergies très basses (1,5 MeV en protons, 5 MeV en He^{++}).

Nous avons démonté notre appareil en Décembre 1966, et nous l'avons remonté au Centre de Physique Nucléaire de Gradignan, dans un local prévu à cet usage ; malheureusement, le forage qui alimente le Centre en eau n'a été que tout récemment terminé, et le faible débit d'eau dont nous disposions ne nous permettait pas d'obtenir plus de 0,98 tesla dans l'électro-aimant ; nous étions donc limités à une énergie de 2,5 MeV pour les protons et les particules α, et à une énergie de 1,25 MeV pour les deutons.



1 _ source d'ions
2 _ aimant
3 _ groupe de pompage
4 _ boucle de couplage
5 _ oscillateur H F
6 _ ligne coaxiale

fig:43

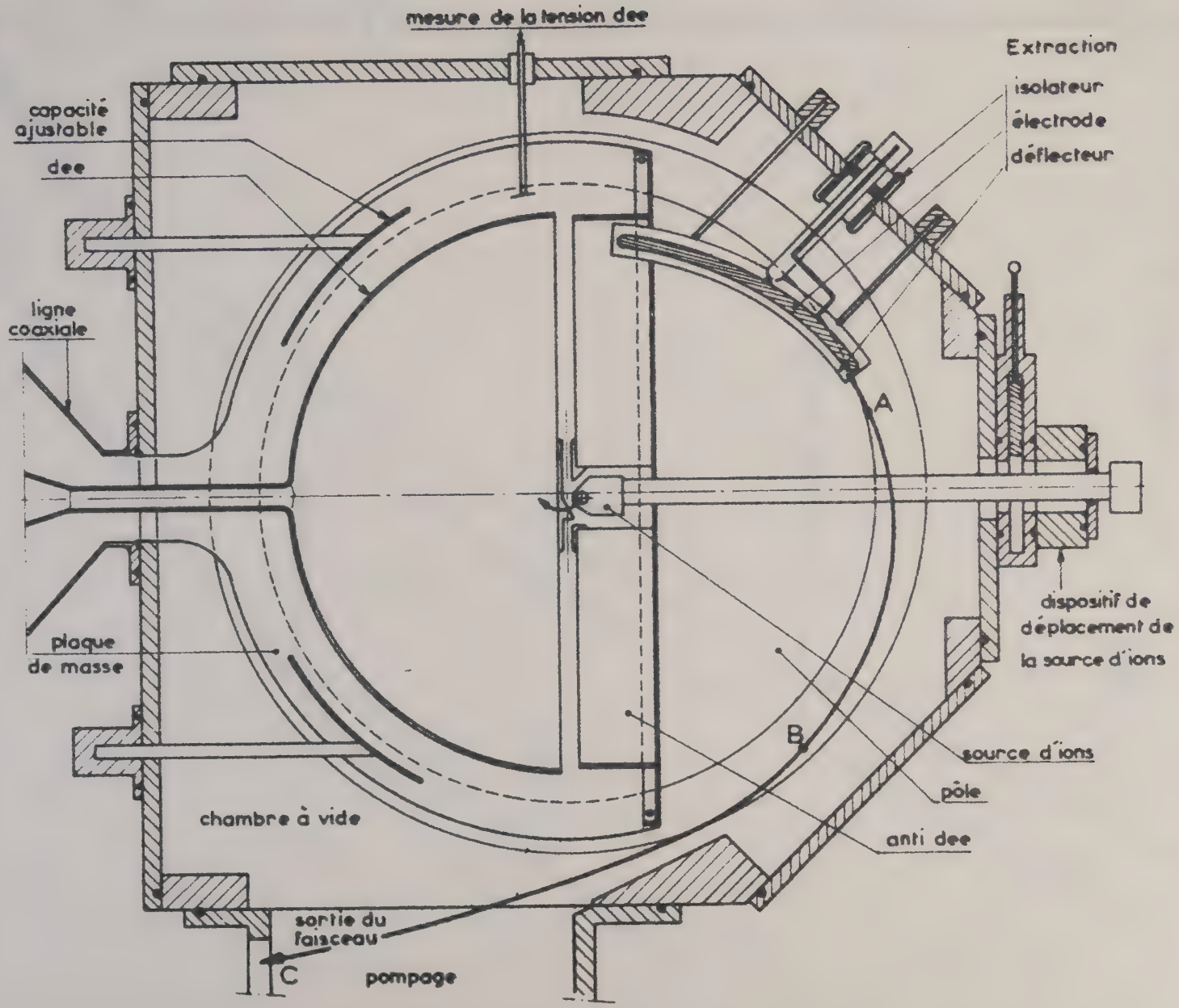
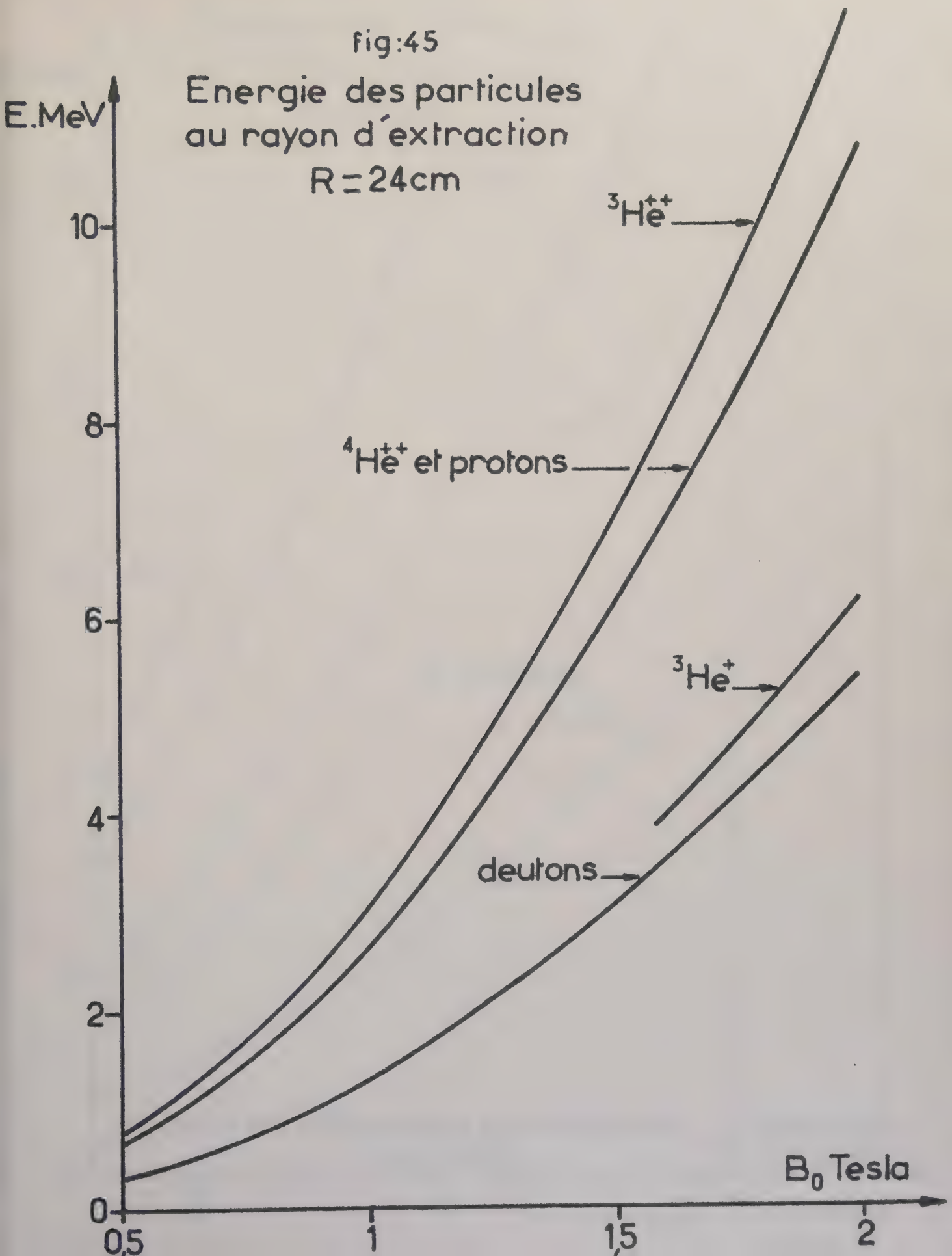

mesure de la tension dee
Extraction
isolateur
électrode
déflecteur
capacité ajustable
dee
ligne coaxiale
A
dispositif de déplacement de la source d'ions
plaque de masse
B
source d'ions
pôle
anti dee
chambre à vide
sortie du faisceau
C
pompage

fig. 44

fig:45


Energie des particules
au rayon d'extraction
R = 24cm
E.MeV
10
8
6
4
2
0
0,5
1
1,5
2
B_0 Tesla
$^3He^{++}$
$^4He^{++}$ et protons
$^3He^{+}$
deutons

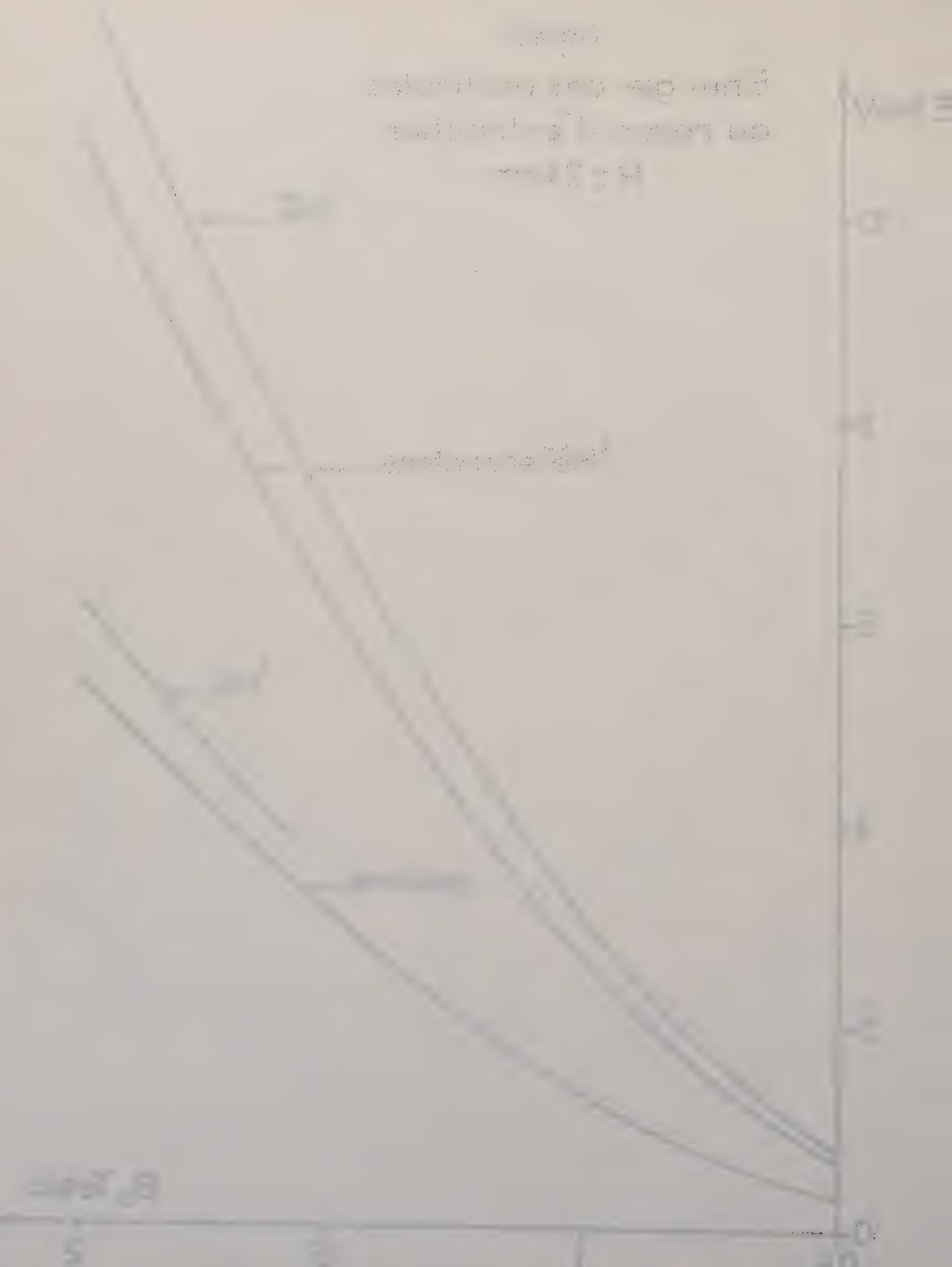
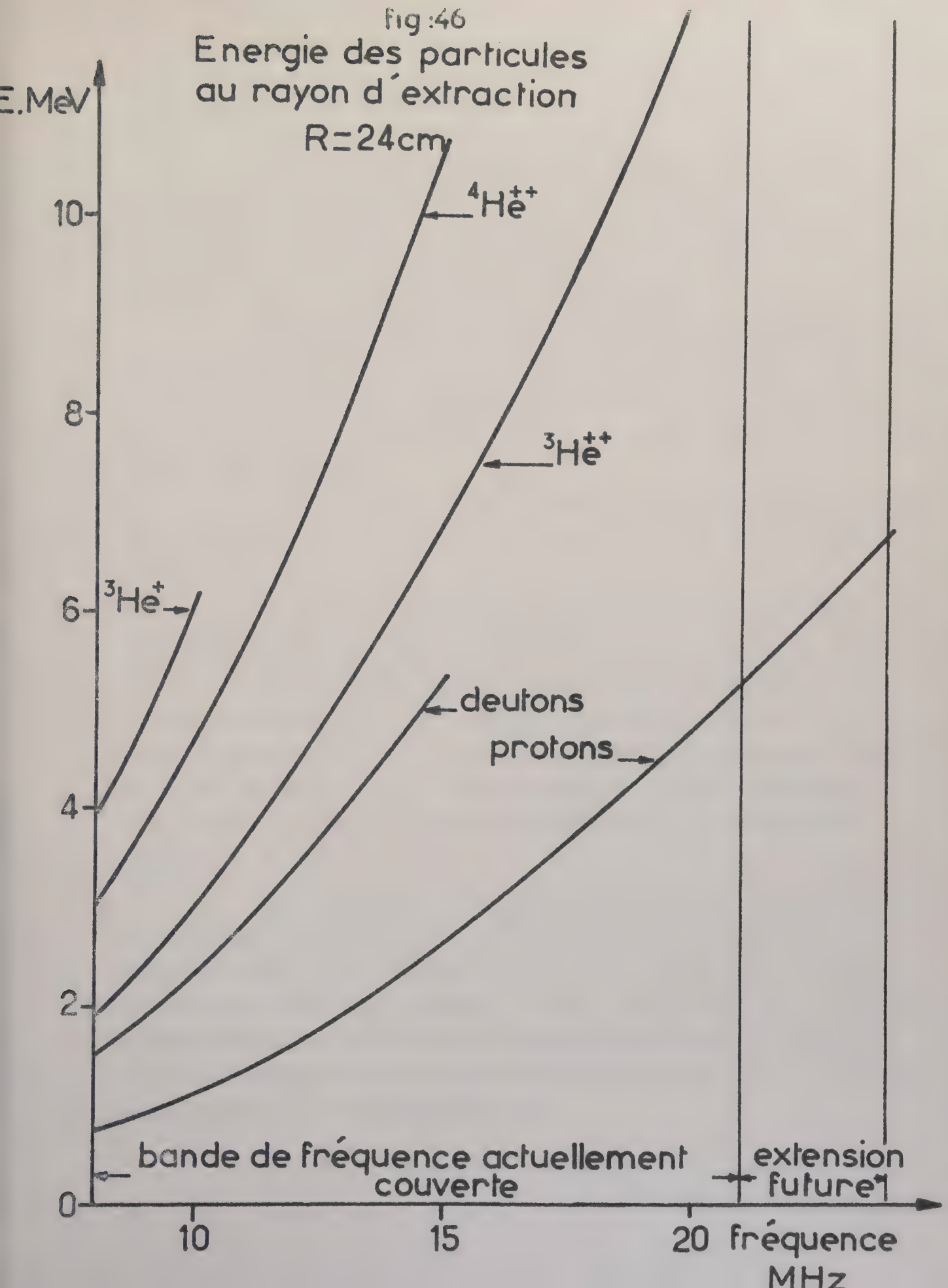
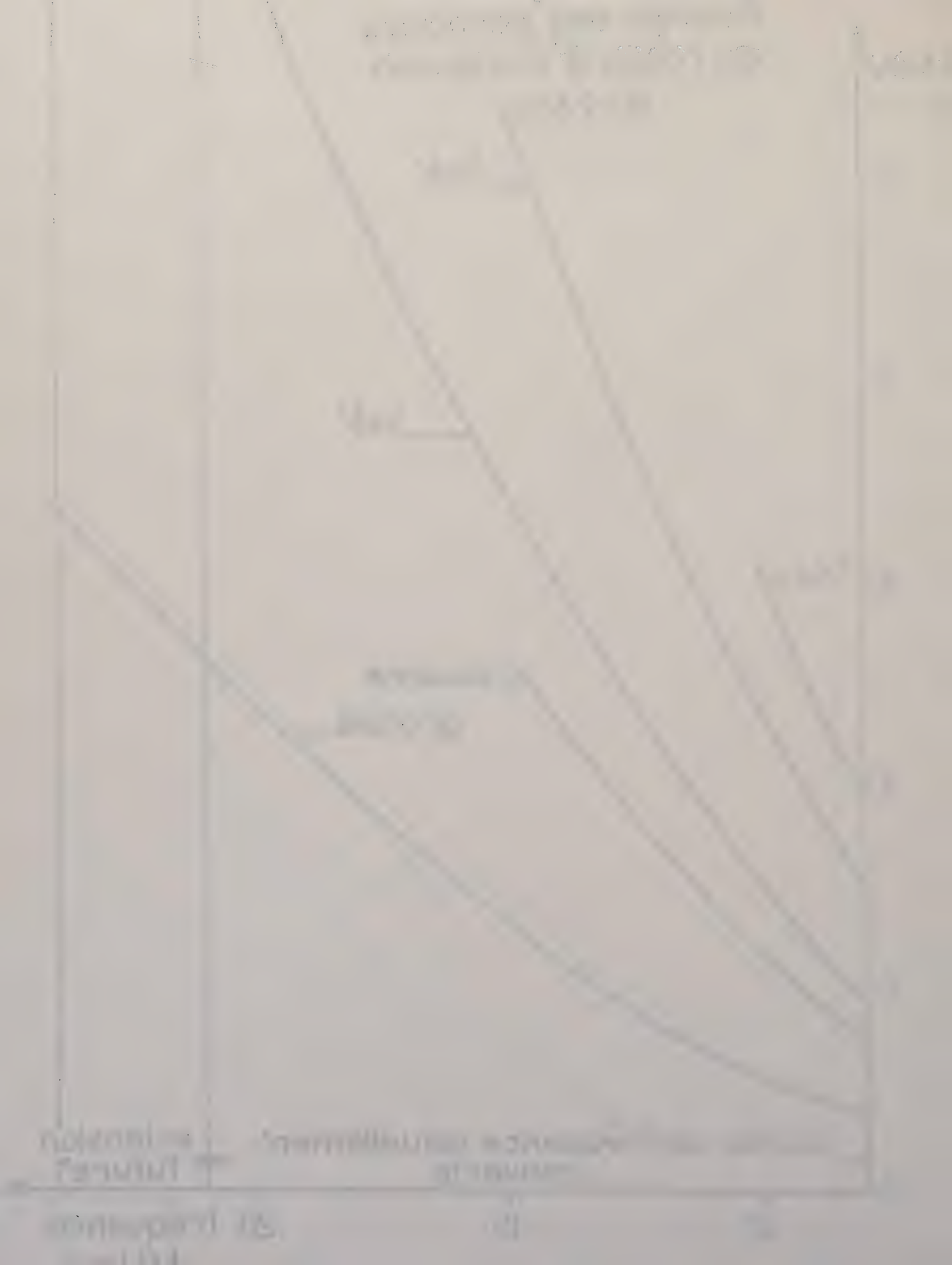


fig :46


Energie des particules
au rayon d'extraction
R=24cm
E.MeV
10
8
6
4
2
0
$^4He^{++}$
$^3He^{++}$
$^3He^+$
deutons
protons
bande de fréquence actuellement
couverte
extension
future
10
15
20
fréquence
MHz



En définitive, nous avons accéléré des protons jusqu'à 2,5 MeV et des particules α jusqu'à 5 MeV, et nous avons obtenu au rayon d'extraction des intensités raisonnables (supérieures à 100 μA dans le cas des protons, supérieures à 20 μA dans le cas des particules α) .

Nous avons également visualisé le faisceau en déplaçant radialement un fil vertical de tantale de 2,54 mm de diamètre ; lorsque l'intensité dépasse 30 μA, l'impact du faisceau chauffe suffisamment le fil pour le porter au rouge (les premiers fils de 1 mm de diamètre que nous avons utilisés ont été volatilisés).

La hauteur du faisceau décroît au fur et à mesure que le rayon croît ; elle passe de 2 cm environ au voisinage de r = 10 cm à 5 mm seulement au rayon d'extraction.

Après avoir mis en place le dispositif d'extraction, nous avons visualisé le faisceau le long de sa trajectoire de sortie à l'aide de quartzs mobiles. Au point B (figure 44), le faisceau extrait se présente sous la forme d'une ellipse dont le grand axe horizontal mesure environ 1,3 cm et dont le petit axe vertical mesure environ 6 mm ; à la sortie de la chambre à vide, au point C, situé en dehors du champ de fuite de l'aimant, le faisceau mesure environ 8 mm dans le plan vertical, et 20 cm dans le plan horizontal.

La défocalisation horizontale importante que nous constatons ici est due au fait que le faisceau traverse tangentiellement le champ de fuite de l'aimant. Cette défocalisation pourra être compensée soit par la mise en place d'un canal magnétique, comme cela a été fait sur le Cyclotron à Ions Lourds d'Orsay (la largeur horizontale du faisceau à la sortie de la machine est ainsi passée de plus de 80 cm à environ 6 cm) , soit par la mise en place d'un canal électrostatique.

En attendant la réalisation d'un tel dispositif, nous avons focalisé une partie de ce faisceau extrait à l'aide d'un doublet de lentilles quadrupolaires magnétiques sur une chambre d'irradiation située à environ 4, 5 m de la machine.

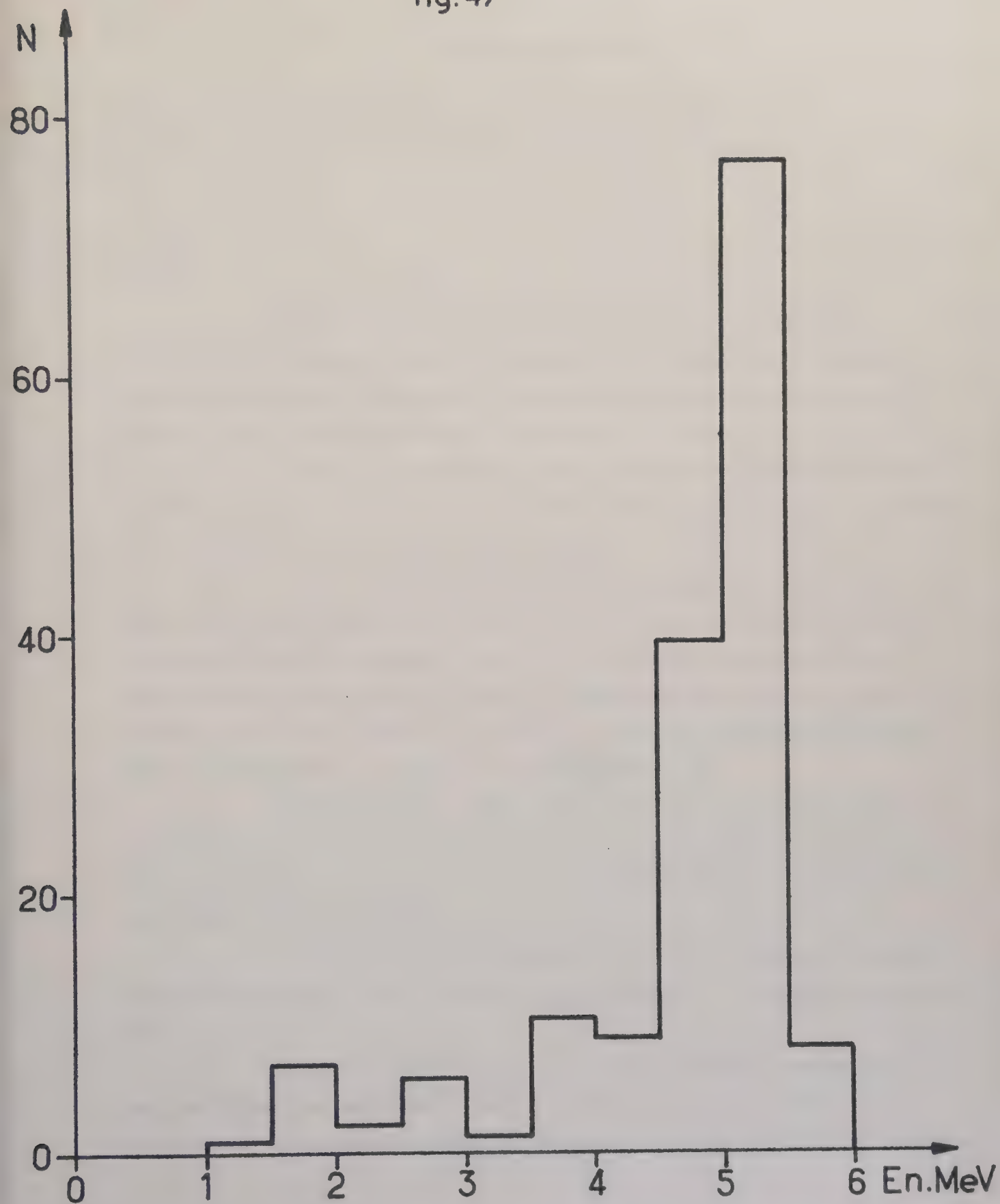
Bien qu'une grande partie du faisceau soit perdue à la sortie de la machine, nous obtenons néanmoins sur la cible une intensité de l'ordre du microampère, suffisante pour effectuer certaines expériences.

La première expérience consistait à produire des neutrons par la réaction $D(d,n)^3He$ au voisinage de 2 MeV , pour le groupe de Spectroscopie Nucléaire de G.Y. PETIT. Nous avons donc effectué une mesure préliminaire pour déterminer la forme du spectre en énergie des neutrons produits.

Nous avons soumis pendant 7 heures une cible de deutérium absorbé dans du titane à un flux de deutons de 1, 95 MeV . Pendant cette irradiation, quelques ajustements seulement ont été nécessaires (diminution de l'intensité dans le filament de la source d'ions pour compenser l'usure de ce filament - ajustements occasionnels du champ magnétique et de la tension d'extraction). A la sortie de l'extracteur, le faisceau avait une intensité de 20 à 30 µA, et le courant cible est resté compris entre 1 et 1, 5 µA .

La figure 47 représente le spectre en énergie des neutrons émis dans la direction des deutons incidents ; ce spectre a été obtenu par la mesure des protons de recul produits par les neutrons dans une émulsion photographique. Nous y voyons un pic très net correspondant aux neutrons qui proviennent de la cible, et une faible trainée vers les basses énergies, qui est due aux neutrons diffusés et aux neutrons produits dans la machine elle-même par réaction $D(d,n)^3He$ sur le gaz résiduel .

fig: 47



DEUXIEME PARTIE :

REACTIONS (n, α) AU VOISINAGE DE 15 MeV SUR QUELQUES NOYAUX LEGERS

INTRODUCTION

Depuis l'apparition des cibles de tritium qui ont permis d'obtenir des neutrons rapides d'énergie bien définie au moyen de petits accélérateurs électrostatiques, de nombreuses études de réactions (n, 2n), (n, p) et (n, α) ont été effectuées au voisinage de 14 MeV.

Jusqu'à ces dernières années, les mesures portaient essentiellement sur la détermination des sections efficaces de réaction, obtenues principalement par la méthode d'activation.

On a pu montrer(26-27) que les sections efficaces de réaction (n, 2n) sont bien interprétées par le modèle du noyau composé, alors que les sections efficaces de réaction (n, p) et (n, α) sont souvent supérieures aux valeurs prévues par ce modèle ; la différence observée est d'autant plus grande que le noyau cible est plus lourd, et elle est nettement plus élevée pour les réactions (n, α) que pour les réactions (n, p).

Cette différence a été interprétée comme provenant de la contribution d'interactions dites directes au cours desquelles la particule incidente interagit non plus avec l'ensemble du noyau, mais avec seulement un très petit nombre de nucléons.

N. CINDRO et ses collaborateurs (27) ont expliqué ces phénomènes par l'influence de la barrière coulombienne sur l'émission des particules.

L'accord observé entre les sections efficaces mesurées et les sections efficaces calculées à l'aide du modèle du noyau composé dans le cas des réactions (n, 2n) montre que les neutrons de 14 MeV ont une beaucoup

plus grande probabilité de former un noyau composé avec le noyau cible que d'interagir avec seulement quelques nucléons du noyau cible.

Le noyau composé formé, à l'intérieur duquel l'énergie disponible est répartie entre tous les nucléons, favorise l'émission de particules de basse énergie ; lorsqu'il s'agit de particules chargées, la barrière coulombienne a tendance à s'opposer à leur émission.

La probabilité d'émission des particules chargées par le noyau composé décroît donc lorsque le nombre de charges Z du noyau cible augmente, et elle devient pratiquement nulle pour les particules α lorsque Z atteint une valeur voisine de 75.

Les interactions directes, par contre, favorisent l'émission des particules de grande énergie, sur lesquelles l'influence de la barrière coulombienne est moins importante ; c'est la raison pour laquelle leur contribution devient de plus en plus grande au fur et à mesure que le nombre de charge Z du noyau cible augmente.

Une comparaison systématique des sections efficaces de réaction (n,α) avec les prévisions du modèle statistique a permis à U. FACCHINI et à ses collaborateurs (28-30) de tirer les conclusions suivantes :

- pour les noyaux de nombre de masse A compris entre 20 et 80, le modèle statistique rend bien compte des sections efficaces mesurées (ces sections efficaces varient entre 10 et 300 mb).

- un bon accord est encore obtenu pour les noyaux dont le nombre de neutrons N est voisin de 50 et de 82 (ces noyaux ont par rapport aux noyaux voisins une très forte section efficace de réaction (n,α) due à la faible valeur du paramètre de densité de niveaux a autour des couches fermées de neutrons).

- pour les noyaux dont le nombre de neutrons est compris entre 55 et

78, l'accord n'est pas bon et la section efficace mesurée peut atteindre 5 à 10 fois la valeur calculée (pour ces noyaux, la section efficace mesurée varie entre 0,7 et 15 mb) .

- pour les noyaux dont le nombre de neutrons est supérieur à 82 , les sections efficaces mesurées (qui varient entre 0,3 et 5 mb) sont nettement supérieures aux valeurs calculées, d'un facteur qui peut atteindre 100 et même 1 000 dans les cas les plus défavorables.

A. CHATTERJEE (31-33) a d'autre part remarqué que la section efficace de réaction (n,α) présente des minima correspondant aux couches fermées de protons du noyau résiduel et il a montré que l'introduction des effets de couche dans la formule de densité de niveaux permet de rendre compte de l'existence de ces minima et de la variation de la section efficace entre ces minima. Il en déduit que le modèle du noyau composé permet d'interpréter la variation des sections efficaces de réaction (n,α) jusqu'aux noyaux de nombre de masse $A \simeq 115$.

A. RUBBINO et D. ZUBKE (34) ont déduit de leurs travaux effectués sur les noyaux lourds à l'aide de neutrons incidents d'énergie comprise entre 13 et 23 MeV, les résultats suivants :

La section efficace mesurée et la section efficace calculée à l'aide du modèle du noyau composé sont en accord lorsque la section efficace mesurée est grande, et en désaccord lorsque cette section efficace est faible ; ce désaccord est dû à la contribution des mécanismes d'interaction directe dont l'importance relative devient plus élevée; dans le cas des noyaux très lourds, cette contribution devient prépondérante.

La variation de la section efficace de réaction (n,α) avec le nombre de masse du noyau cible est due aux variations du paramètre de densité de niveaux et de la chaleur de réaction.

Ces trois analyses, bien qu'en désaccord sur certains points, confirment cependant l'hypothèse de départ de N. CINDRO concernant l'influence de la barrière coulombienne sur la compétition entre le mécanisme du noyau composé et les mécanismes d'interaction directe.

On peut en déduire, comme l'a fait récemment N. CINDRO (35), que les réactions (n,α) sur les noyaux de nombre de masse $A < 100$ se font principalement par la formation d'un noyau composé et qu'elles sont dues essentiellement aux mécanismes d'interaction directe dans le cas des noyaux lourds.

Les spectres en énergie et les distributions angulaires obtenus pour un grand nombre de noyaux moyens et de noyaux lourds ont confirmé cette hypothèse.

En ce qui concerne les noyaux légers, la situation est beaucoup plus confuse :

- les spectres en énergie et les distributions angulaires obtenues sur les noyaux ^{32}S, ^{31}P (36) et ^{27}Al (37-41), le spectre en énergie obtenu sur le noyau ^{23}Na (29), la distribution angulaire obtenue sur le noyau ^{14}N (47) et les fluctuations des fonctions d'excitation conformes aux prévisions de T. ERICSON observées sur les réactions $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$ (42) et $^{29}Si(n,\alpha)^{26}Mg$ (43) semblent confirmer la prépondérance du mécanisme du noyau composé.

Par contre, les distributions angulaires obtenues notamment sur le noyau ^{23}Na (44), sur le noyau ^{16}O (45-49), sur le noyau ^{12}C (50) et sur les noyaux légers contenus dans les émulsions nucléaires (^{16}O, ^{14}N, ^{12}C) (51) sont dissymétriques par rapport à 90 degrés, et ont été interprétées à l'aide de mécanismes d'interaction directe.

Nous devons tout d'abord remarquer que ces résultats sont parfois contradictoires, ce qui est dû aux difficultés expérimentales très

importantes rencontrées dans l'étude des réactions (n,α), difficultés causées par l'impossibilité d'obtenir un faisceau de neutrons bien défini géométriquement, et par le faible parcours des particules α émises.

D'autre part, les neutrons incidents utilisés ont une très bonne définition en énergie et nous nous trouvons dans le domaine d'énergie d'excitation où interviennent les fluctuations des sections efficaces et des distributions angulaires prévues par T. ERICSON (52) ; des distributions angulaires dissymétriques par rapport à 90 degrés ne sont donc pas nécessairement incompatibles avec le mécanisme du noyau composé.

Il nous a donc semblé intéressant d'étudier la réaction (n,α), toujours au voisinage de 14 MeV, sur quelques noyaux légers, en prenant soin d'utiliser des neutrons incidents dont la définition en énergie est suffisamment mauvaise pour que les distributions angulaires des particules α émises par l'intermédiaire d'un noyau composé soient symétriques par rapport à 90 degrés. La forme des distributions angulaires pourra ainsi nous fournir des indications pertinentes sur les mécanismes qui contribuent à la réaction.

Nous avons utilisé la technique des émulsions photographiques, qui nous a semblé la plus favorable dans le cas des réactions (n,α) sur les noyaux légers.

Après avoir testé notre technique expérimentale sur la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$, qui a été étudiée par de nombreux auteurs, et pour laquelle nous avons confirmé la prépondérance du mécanisme du noyau composé, nous avons entrepris l'étude de la réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$, qui a été particulièrement bien étudiée depuis l'apparition des jonctions au silicium, sauf en ce qui concerne les distributions angulaires, ce moyen de détection ne permettant pas de connaître la direction d'émission des particules α .

Les distributions angulaires obtenues présentent une remontée très nette vers l'arrière ; cette remontée est bien interprétée par le mécanisme de stripping de l'ion lourd et met en évidence une contribution importante de ce mécanisme dans la réaction ; cette contribution n'est pas incompatible avec les fluctuations observées dans les fonctions d'excitation et montre qu'il y a compétition entre le mécanisme du noyau composé et le mécanisme de stripping de l'ion lourd au voisinage de 14 MeV. Nous devons remarquer que l'intervention du mécanisme de stripping de l'ion lourd suppose la présence de sous-structures α à la surface du noyau ^{28}Si .

Deux études similaires ont suivi la nôtre ; l'une d'elle, effectuée par P. FORTI et ses collaborateurs (53), dans des conditions voisines de celles que nous avons utilisées, confirme nos résultats, alors que celle de H. MORGENSTERN et de ses collaborateurs (54) les infirme ; nous ne nous expliquons ce désaccord que par la difficulté présentée par ce type d'expériences et par la complexité des corrections et du matériel mis en œuvre dans cette dernière étude.

Nous avons ensuite étudié la réaction (n,α) sur un autre noyau pair-pair et multiple de 4 : l'oxygène 16, et nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la transition vers le niveau fondamental du noyau résiduel ^{13}C , qui est largement séparé du premier niveau excité.

La distribution angulaire correspondant à cette transition présente une large remontée vers l'arrière, qui confirme, du moins qualitativement, les résultats précédemment obtenus (46-47-49), et dont la forme est bien interprétée par les calculs basés sur le mécanisme de stripping de l'ion lourd.

Deux travaux ont été effectués parallèlement au nôtre sur la réaction $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$, malheureusement avec des neutrons monoénergétiques.

L'étude de W.N. Mac DICKEN et W. JACK (55) a été réalisée à l'aide d'un télescope, et l'étude de YUIN-CHI HSU et ses collaborateurs (56) à l'aide d'une chambre de Wilson. Les distributions angulaires sont plus structurées que la nôtre, ce qui peut être attribué à l'influence des fluctutations liées à la contribution du mécanisme du noyau composé.

La distribution angulaire obtenue dans ces deux travaux pour la transition $^{16}O(n,\alpha_0)^{13}C$ présente une large remontée vers l'arrière en accord avec nos résultats ; le pic très aigu observé vers l'avant par W.N. Mac DICKEN et W. JACK est en désaccord avec tous les autres résultats existant.

Nous avons également étudié la réaction $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$. Deux travaux avaient été précédemment consacrés à cette réaction au voisinage de 14 MeV, mais A.B. LILLIE (45) n'avait pu tracer aucune distribution angulaire par manque de statistique, et la seule distribution angulaire donnée par CAO-XUAN-CHUAN (47) pour la transition vers le niveau fondamental du noyau résiduel reposait sur une très faible statistique.

La distribution angulaire que nous avons obtenue pour la transition $^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B^*$ vers le premier niveau excité du noyau résiduel favorise très nettement l'émission vers l'avant ; le fait que nous n'ayons détecté aucune particule α au-delà de 120 degrés exclut une contribution notable du mécanisme du noyau composé à cette transition. La distribution angulaire relative à la transition $^{14}N(n,\alpha_0)^{11}B$ vers le niveau fondamental du noyau résiduel est également dissymétrique par rapport à 90 degrés , mais elle est nettement moins caractéristique que la précédente.

Ces distributions angulaires sont bien interprétées par les calculs basés sur le mécanisme de pick-up et le mécanisme de stripping de l'ion lourd.

Une étude similaire a été menée parallèlement à la nôtre par D.R. MAXSON et ses collaborateurs (57) qui ont pu obtenir la distribution angulaire relative à la transition $^{14}N(n,\alpha_o)^{11}B$, distribution angulaire qui favorise l'émission vers l'avant, en accord avec nos résultats et en désaccord avec le travail antérieur de CAO-XUAN-CHUAN .

Le premier Chapitre sera consacré à la description des dispositifs expérimentaux, au traitement des mesures, et aux corrections qu'il est nécessaire d'apporter à ces mesures.

Dans le second Chapitre, nous présenterons les résultats expérimentaux, et nous les comparerons aux résultats obtenus par d'autres auteurs.

Le troisième Chapitre sera consacré à l'interprétation théorique des résultats.

1 - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX - CORRECTIONS - TRAITEMENT DES MESURES

Lorsque nous avons amorcé cette étude, en 1962, les spectres en énergie des réactions (n,α) les plus fins avaient été obtenus par A.B. LILLIE (45), à l'aide d'une chambre à diffusion, en utilisant le gaz de la chambre comme cible ; la résolution en énergie était voisine de 250 keV pour les groupes de particules α les plus énergiques. Cette technique présente cependant de gros inconvénients : le fait d'incorporer une cible à l'intérieur de la chambre pose un problème de bruit de fond pratiquement insurmontable, et un grand nombre de mesures doit être écarté, ce qui fausse les distributions angulaires (25 % seulement des évènements mesurés ont été retenus par A.B. LILLIE dans son étude).

L'utilisation d'une jonction au silicium servant à la fois de cible et de détecteur permet d'obtenir un spectre en énergie avec une très bonne résolution en énergie (de 60 à 300 keV suivant les auteurs), mais ne permet pas de connaître la direction d'émission des particules α .

Certaines études ont également été faites à l'aide de détecteurs montés en télescopes ; les spectres en énergie obtenus présentaient une mauvaise résolution en énergie.

Nous avons donc choisi la technique des émulsions photographiques, qui nous a semblé la mieux adaptée au type d'expérience que nous souhaitions réaliser.

Les récents progrès dans le domaine des semi-conducteurs et dans le domaine de l'électronique rapide ont permis à certains auteurs d'utiliser ces dernières années des télescopes associés à des installations électroniques complexes pour étudier des réactions (n,α) mais, selon l'avis de N. CINDRO, qui connaît particulièrement bien ces problèmes, et a lui-même

étudié des réactions (n,α) à l'aide de dispositifs électroniques, la technique des émulsions est encore actuellement la méthode de détection la plus sûre dans le cas des réactions (n,α) . Il est cependant certain que cette technique est extrêmement pénible à utiliser et qu'elle peut difficilement être améliorée, alors que les techniques électroniques progresseront encore très rapidement et permettront sans doute dans peu de temps d'effectuer des mesures au moins aussi précises et beaucoup plus rapides, ce qui laisse entrevoir la possibilité d'améliorer la statistique et par là-même la qualité des résultats.

A - SOURCE DE NEUTRONS

Les neutrons incidents proviennent de la réaction $T(d,n)^4He$ produite sur une cible de tritium par des deutons accélérés sous 200 ou 250 keV, suivant le noyau étudié, par notre accélérateur électrostatique SAMES de 300 kV. La cible de tritium est refroidie par un jet d'eau disposé de manière telle que les neutrons issus de la cible aient seulement à traverser une mince pellicule d'eau. Le faisceau de deutons est défini par un diaphragme de 1 mm de diamètre, ce qui permet de localiser la zône d'émission des neutrons.

1) Flux de neutrons

Le flux de neutrons est déterminé par la détection des particules α associées, émises à 90 degrés par rapport à la direction des deutons, à l'aide d'un scintillateur plastique mince (100 μm d'épaisseur) placé contre un photomultiplicateur. Le scintillateur plastique est protégé de la lumière du faisceau par une feuille d'aluminium dont l'épaisseur (3 μm) a été calculée pour stopper les ions ^3He de faible énergie provenant de la réaction parasite $D(d,n)^3He$; il est placé à 74 cm de la cible de tritium pour que le taux de comptage ne soit pas trop important. Les impulsions produites sont envoyées

soit vers un analyseur 400 canaux, soit vers une chaîne de spectrométrie classique dont le sélecteur d'amplitude est réglé pour le comptage des impulsions correspondant aux particules α . Un système de coïncidences permet de visualiser la bande du sélecteur d'amplitude sur l'analyseur 400 canaux et de déterminer par intégration l'efficacité du comptage à travers cette bande (cette efficacité était voisine de 75 % pour toutes nos irradiations).

Un détecteur de neutrons, placé à 1,80 m de la cible de tritium, dans l'axe du faisceau de deutons, permet de contrôler le bon fonctionnement de la première installation. Ce détecteur est constitué par un scintillateur plastique de 5 cm d'épaisseur en contact optique avec un photomultiplicateur et associé à une chaîne de spectrométrie ; les neutrons sont détectés par l'intermédiaire des protons projetés dans le scintillateur et nous obtenons un spectre sensiblement rectangulaire. L'utilisation d'un seuil assez élevé permet de supprimer la partie basse énergie de ce spectre et d'éviter la détection des neutrons parasites produits par la réaction $D(d,n)^3He$; ce détecteur a naturellement une efficacité très faible $(2,7.10^{-5})$.

Au cours de nos différentes irradiations, le rapport de comptage entre ces deux installations est resté constant à quelques % près.

Nous nous sommes efforcés, au cours de nos irradiations, de maintenir un flux de neutrons sensiblement constant et voisin de 10^9 neutrons par seconde dans l'angle solide 4π , de manière à conserver une même efficacité de comptage. Pour obtenir ce résultat, nous augmentions progressivement l'intensité du faisceau de deutons pour compenser l'usure de la cible de tritium, jusqu'à la valeur maximum de 50 μA (cette intensité est mesurée après le passage du faisceau à travers le diaphragme de 1 mm de diamètre), après quoi nous faisions subir à la cible de tritium une rotation d'une dizaine de degrés pour présenter au faisceau de deutons une plage neuve (l'axe de la cible de tritium est décalé d'environ 1 cm par rapport à l'axe du faisceau pour

permettre cette opération, qui s'effectuait tous les quarts d'heure).

A l'aide de ce dispositif, nous pouvons connaître la valeur relative du flux de neutrons avec une bonne précision, correspondant à une erreur de quelques % seulement, ce qui est fondamental puisque l'élimination du bruit de fond requiert parfois une seconde irradiation dont les caractéristiques par rapport à la première doivent être connues. La valeur absolue du flux de neutrons est par contre très imprécise (cette imprécision, dont nous avons estimé la limite supérieure à 25 % , est essentiellement due à la mauvaise qualité du spectre des particules α associées aux neutrons).

Lorsque les émulsions photographiques n'étaient pas protégées des neutrons directs, nous avons également pu déterminer le nombre de neutrons atteignant la cible, en dénombrant les étoiles produites dans l'émulsion elle-même par la réaction $^{12}C(n, n')3\alpha$, dont la section efficace au voisinage de 15 MeV est égale à 190 ± 38 mb (58-60) .

2) Spectre en énergie des neutrons

Comme nous envisageons de mettre en évidence l'intervention de mécanismes d'interaction directe par l'intermédiaire des distributions angulaires, nous devons faire en sorte que la contribution du mécanisme du noyau composé donne une distribution angulaire symétrique par rapport à 90°, facile à reconnaître. Les niveaux du noyau composé que nous sommes susceptibles d'atteindre se situent au voisinage de 20 MeV et se recouvrent fortement; un neutron d'énergie donnée peut donc donner naissance à plusieurs niveaux du noyau composé ; des termes d'interférence entre ces niveaux apparaissent dans l'expression de la section efficace différentielle, ce qui produit des fluctuations de la section efficace avec l'énergie incidente et rend la distribu-

tion angulaire généralement dissymétrique par rapport à 90°.

Pour faire disparaître les fluctuations dans les sections efficaces et rendre la distribution angulaire symétrique par rapport à 90°, nous devons utiliser des particules incidentes dont la définition en énergie permette de couvrir dans le noyau composé une bande d'énergies d'excitations supérieure à l'énergie de cohérence Γ des niveaux correspondant (les termes d'interférence dont il est question précédemment s'annulent alors mutuellement).

Selon T. ERICSON (61), l'énergie de cohérence des niveaux qui nous intéressent est voisine de 40 keV dans le cas des noyaux ^{28}Al et ^{29}Si, et voisine de 200 keV dans le cas des noyaux ^{17}O et ^{15}N ; nous avons donc utilisé les neutrons émis dans la direction du faisceau de deutons (ce sont ces neutrons qui ont la plus grande dispersion en énergie), ou dans une direction aussi voisine que possible de cette direction lorsque la mise en place du dispositif expérimental ne le permettait pas.

La dispersion en énergie des neutrons incidents est due à la dispersion en énergie des deutons qui produisent la réaction $T(d,n)^4He$; en effet, 30 % environ des ions sont accélérés sous la forme moléculaire et se scindent au contact de la cible en deux deutons d'énergie deux fois plus faible ; d'autre part, la cible de tritium est une cible épaisse et les deutons peuvent être ralentis avant d'interagir avec les noyaux de tritium.

La dispersion en énergie des neutrons utilisés doit cependant permettre la résolution des groupes de particules α correspondant aux plus bas niveaux du noyau résiduel, ce qui nous a amenés à adapter le mode de fonctionnement de l'accélérateur à la cible étudiée. Dans le cas des cibles d'aluminium et de silicium, pour lesquels les plus bas niveaux du noyau résiduel sont séparés par des intervalles d'énergie de quelques centaines de

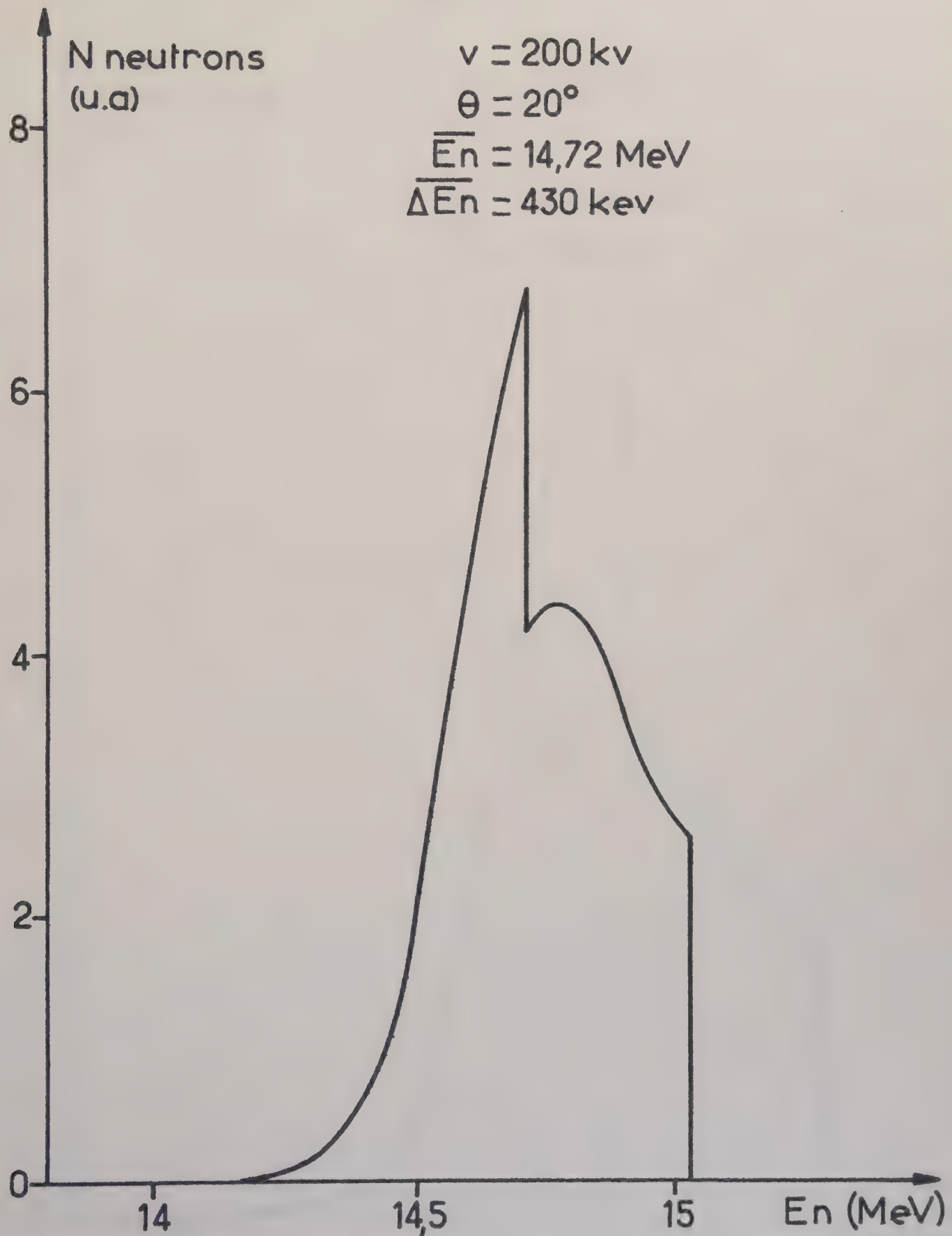
keV seulement, nous avons fait fonctionner l'accélérateur avec une tension de 200 kV ; la figure 48 représente le spectre en énergie des neutrons que nous avons utilisés (ces neutrons font un angle de 20 degrés avec la direction du faisceau de deutons) ; nous obtenons une énergie moyenne de 14,72 MeV, et une dispersion moyenne de 430 keV .

Dans le cas des cibles d'oxygène et d'azote, nous avons utilisé une tension accélératrice de 250 kV, et le spectre des neutrons émis dans la direction du faisceau de deutons est représenté sur la figure 49 ; nous obtenons une énergie moyenne de 14,82 MeV et une dispersion moyenne de 600 keV.

Ces calculs ont été faits à l'aide des tables de sections efficaces de J.D. SEAGRAVE (62) , en supposant que le rendement de la source d'ions de l'accélérateur en ions atomiques est égal à 70 % .

Nous avons également déterminé le pourcentage de neutrons parasites produits par la réaction $D(d,n)^3He$ en exposant au cours de l'une de nos irradiations une émulsion photographique de 400 µm d'épaisseur ; nous avons mesuré les traces des protons projetés et leur direction d'émission, ce qui nous a permis d'atteindre l'énergie des neutrons et de tracer leur spectre en énergie ; la figure 50 représente ce spectre corrigé à l'aide des tables de D.J. HUGHES (63) pour tenir compte de la variation de la section efficace de réaction (n,p) en fonction de l'énergie des neutrons. Ces neutrons parasites représentent un très faible pourcentage (2,3 %) ; par contre, les neutrons dont l'énergie se situe entre 6,5 et 13 MeV sont des neutrons diffusés qui risquent de nous gêner beaucoup plus (18,5 %). La largeur du pic correspondant aux neutrons de la réaction $T(d,n)^4He$ est essentiellement due aux imprécisions des mesures.

fig: 48


N neutrons
(u.a)
v = 200 kv
θ = 20°
$\overline{En}$ = 14,72 MeV
$\overline{\Delta En}$ = 430 kev
8
6
4
2
0
14
14,5
15
En (MeV)

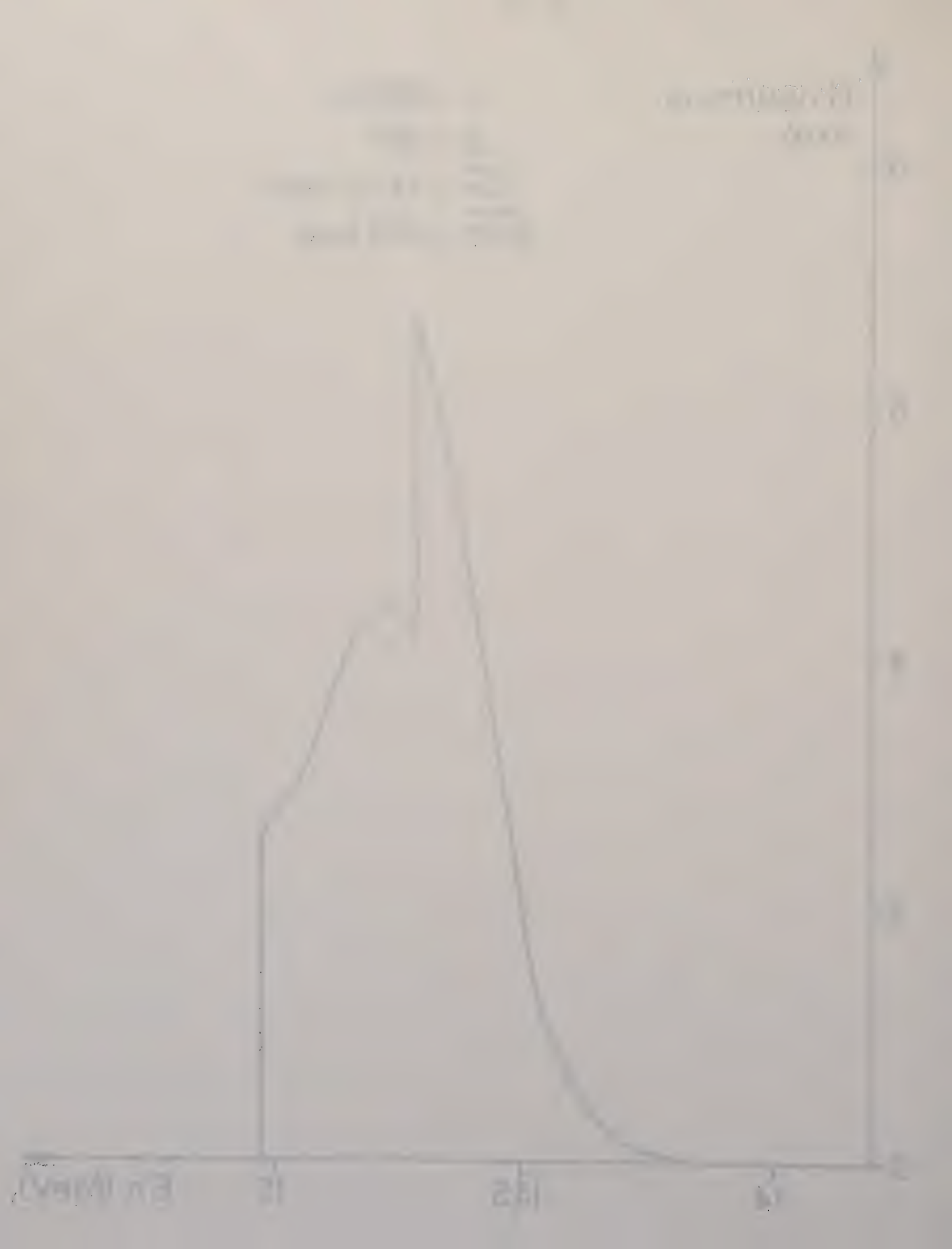
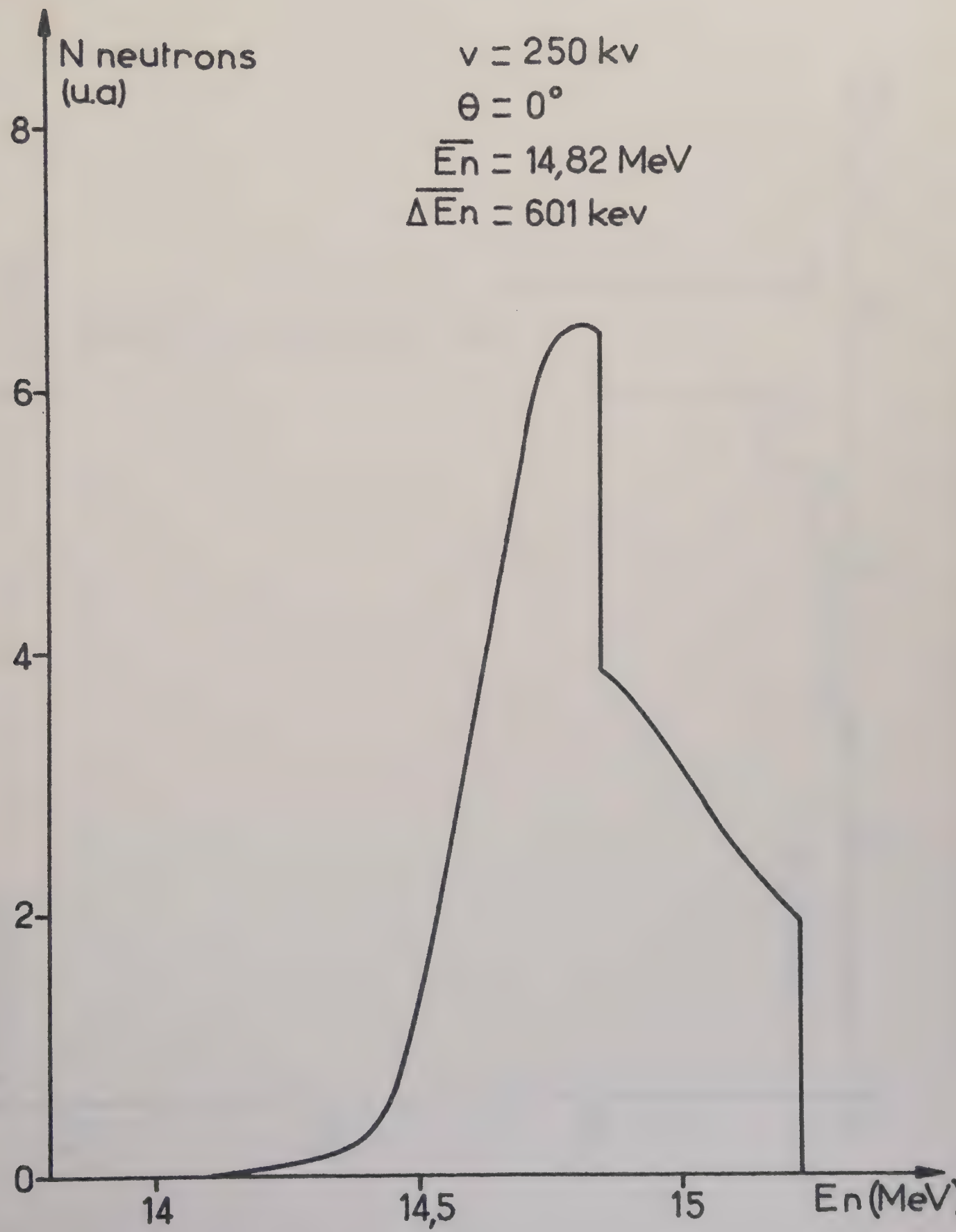
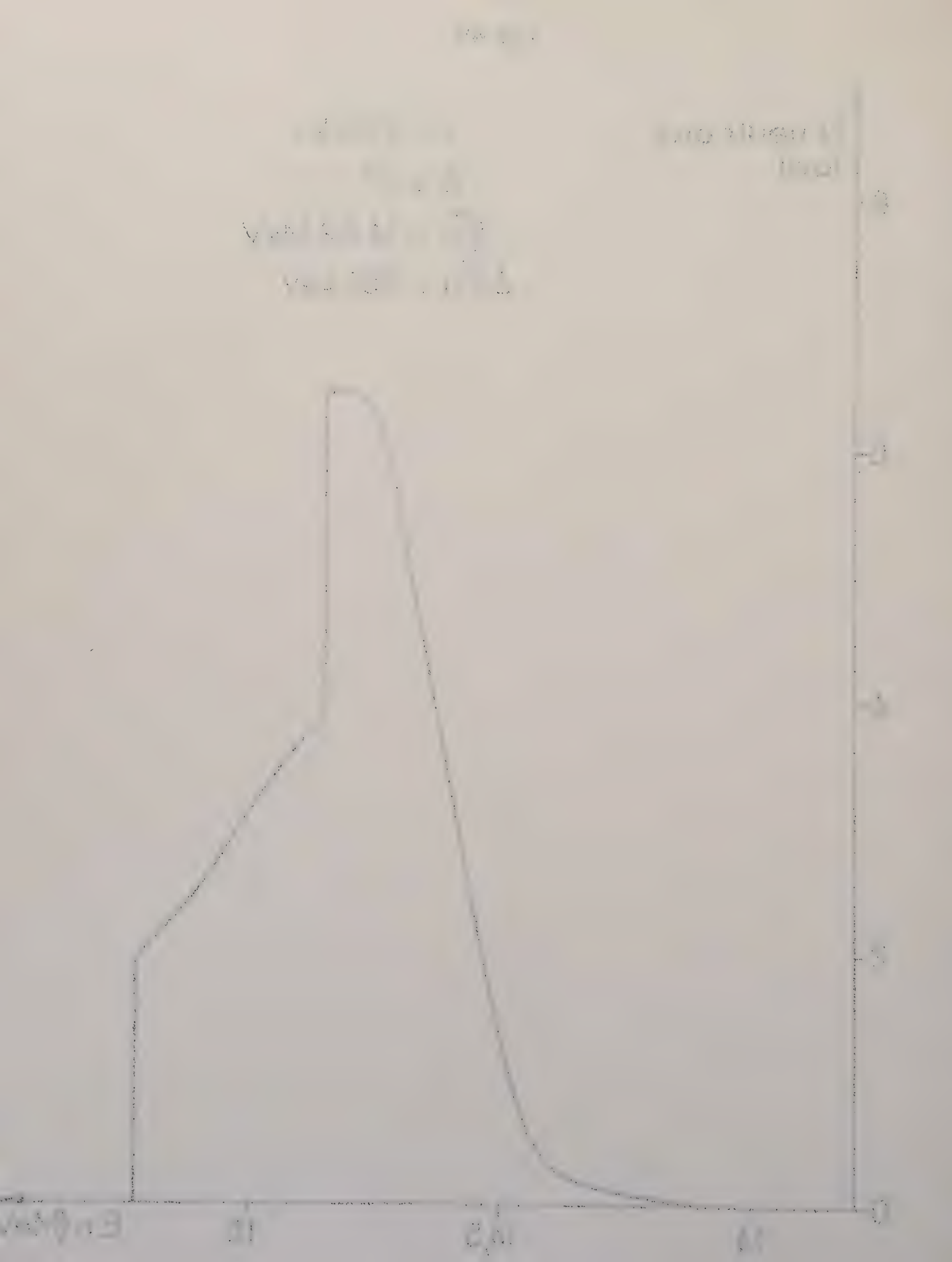


fig: 49


N neutrons
(u.a)
v = 250 kv
θ = 0°
$\overline{En}$ = 14,82 MeV
$\overline{\Delta En}$ = 601 kev
8
6
4
2
0
14
14,5
15
En (MeV)



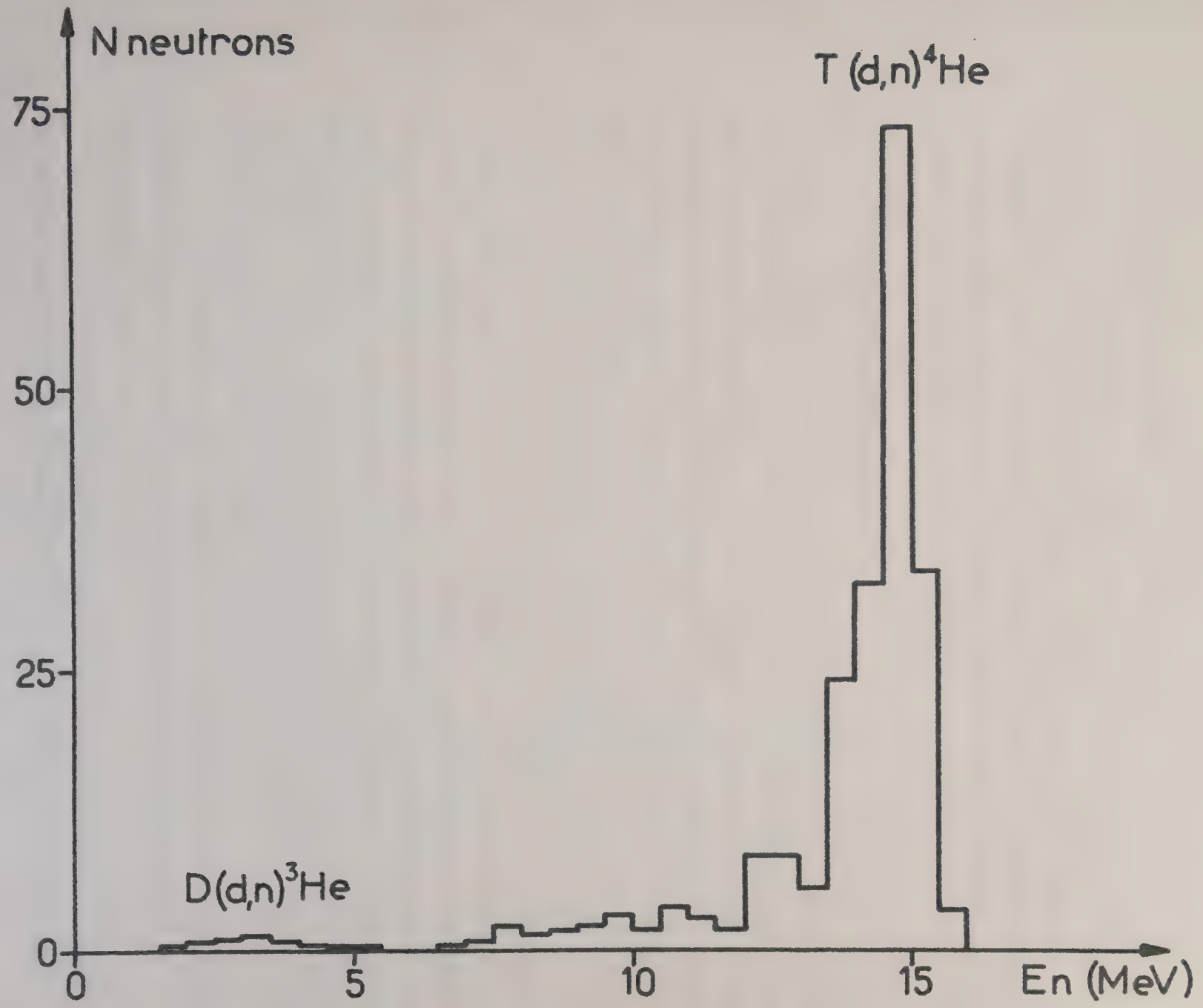


Fig : 50

B - ETUDE PRELIMINAIRE : $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$

Avant d'aborder l'étude de la réaction (n,α) sur le silicium, nous avons voulu tester notre technique expérimentale sur la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$ qui a été étudiée au voisinage de 14 MeV par de nombreux auteurs, au moyen de techniques diverses (émulsions photographiques - détecteurs à scintillations - télescopes) .

1) Dispositif expérimental

Nous avons tout d'abord tenté de canaliser les neutrons à l'aide d'un collimateur comportant 25 cm de fer et 20 cm de paraffine ; une ouverture conique permettait aux neutrons d'atteindre la cible d'aluminium, placée au centre d'une chambre à vide cylindrique au fond de laquelle était disposée une émulsion nucléaire protégée des neutrons directs par le collimateur. Nous avons abandonné ce dispositif car le bruit de fond que nous obtenions avec une cible relativement épaisse (3,2 μm) atteignait 80 %. Comme le collimateur avait une bonne efficacité, puisqu'il réduisait le flux des neutrons directs d'un facteur 15, nous avons attribué ce bruit de fond très élevé à l'action des neutrons diffusés dont le nombre est naturellement augmenté par la mise en place de ce volumineux collimateur ; il nous a donc semblé favorable de supprimer ce collimateur et d'augmenter au maximum l'angle solide sous lequel on voit le détecteur depuis la cible d'aluminium ; nous avons ainsi été amenés à utiliser le dispositif représenté sur la figure 51, qui est assez voisin de celui de G. BROWN (64) .

La distance entre la source de neutrons et le centre de la cible d'aluminium est de 15 cm. La cible d'aluminium a une épaisseur de $0,88\ mg/cm^2$ (3,2 μm) .

Les neutrons incidents font avec le plan de la cible un angle de 20 degrés ; une émulsion photographique du type Ilford K2 de 100 μm

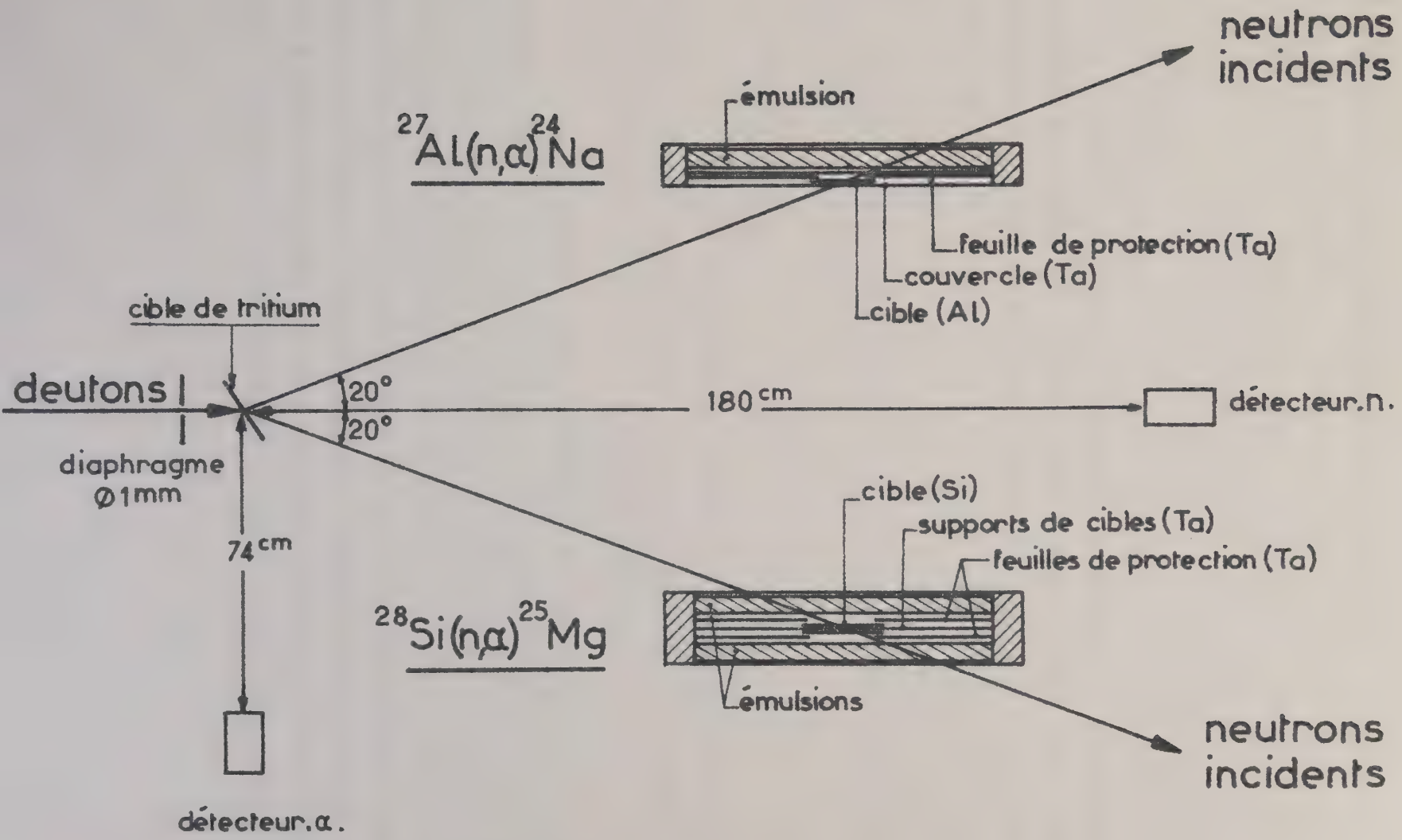

neutrons incidents
émulsion
$^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$
feuille de protection (Ta)
couvercle (Ta)
cible (Al)
cible de tritium
deutons
20°
20°
180 cm
détecteur n.
diaphragme Ø1mm
74 cm
cible (Si)
supports de cibles (Ta)
feuilles de protection (Ta)
$^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$
émulsions
neutrons incidents
détecteur α.

fig: 51

d'épaisseur est disposée parallèlement à la cible et en est séparée par une feuille de tantale de 1/10 mm d'épaisseur comportant une fenêtre carrée de 1,5 cm^2 de surface (cette feuille est destinée à éviter l'attaque chimique de la surface de l'émulsion qui résulterait de son contact avec l'aluminium). L'émulsion et la cible sont placées dans une boîte rectangulaire fermée par un couvercle de tantale. Cette boîte est disposée sur un support en forme de cage d'écureuil qui permet l'irradiation simultanée de 8 ensembles dans les mêmes conditions. Nous avons choisi le tantale après avoir irradié une émulsion sur laquelle nous avions disposé des feuilles d'or, de platine et de tantale ; parmi ces 3 corps, l'or a la section efficace de réaction (n,α) la plus faible (0,43 mb (65) au lieu de 1,3 mb (65) pour le platine, et 0,8 mb (66) pour le tantale), mais les feuilles d'or dont nous disposions contenaient probablement des impuretés.

2) Bruit de fond

En plus des traces de particules α qui proviennent de la cible, l'émulsion photographique contient des traces parasites qui constituent un bruit de fond. Ce bruit de fond a 3 origines différentes :

a) les particules α produites par réaction (n,α) sur le support de cible en tantale ne peuvent pas être distinguées des particules α produites dans la cible elle-même. Ces particules α parasites sont émises avec une énergie moyenne deux fois plus élevée que les particules α étudiées ; la partie de la feuille de tantale capable de produire des particules α qui pénètreront dans l'émulsion avec une énergie compatible avec l'énergie des particules α issues de la cible est ainsi beaucoup plus épaisse que la cible d'aluminium. Bien que la section efficace de réaction (n,α) sur le tantale (0,8 mb

selon G.M. MARCAZZAN (66)) soit beaucoup plus faible que la section efficace correspondante sur l'aluminium (119 mb selon U. SEEBECK (40) ces particules α parasites représentent donc une source d'erreur non négligeable.

b) les neutrons incidents produisent également des réactions (n,α) sur les différents constituants de l'émulsion (ces réactions ont été étudiées par B. SEN (51) et par CAO XUAN CHUAN (47)). Lorsque ces réactions ont lieu près de la surface de l'émulsion, dans une zône dont on peut estimer l'épaisseur moyenne à 1 micron, (cette épaisseur dépend de la densité des grains que l'on trouve toujours en plus ou moins grand nombre à la surface des émulsions et qui permettent de la visualiser), les particules α qui s'enfoncent dans l'émulsion peuvent être confondues avec les particules α qui proviennent de la cible. D'autre part, il est parfois difficile de savoir si une trace a été produite par une particule qui s'enfonce dans l'émulsion, ou par une particule qui en sort (cette source d'erreur affecte essentiellement les traces courtes).

c) les neutrons produisent également dans l'émulsion de nombreux protons de recul. Il est indispensable de reconnaître les traces laissées par ces protons de recul, dont l'énergie est comprise entre 0 et 15 MeV. Nous avons donc exposé plusieurs émulsions dans un flux de neutrons de 15 MeV, pour obtenir des protons de recul, après les avoir soumises aux particules α de 6,09 et 8,78 MeV du thorium C et du thorium C', et nous avons essayé plusieurs méthodes de développement préconisées pour la discrimination des différents types de particules ; nous avons finalement adopté 2 types de développement qui présentent des qualités très voisines :

- un développement à l'I.D. 19 dilué, à la température ambiante (68-69)
- un développement au pyrogallol, à deux températures (70) .

Les émulsions que nous obtenons par l'un ou l'autre de ces procédés sont claires, sans distorsion, et permettent une bonne discrimination entre les traces de protons et les traces de particules α . Il est cependant possible de faire des erreurs ; les protons de faible énergie qui s'enfoncent très vite dans l'émulsion (ou qui en sortent presque normalement à sa surface) produisent, par exemple, des traces qui semblent épaisses et peuvent être attribuées à tort à des particules α .

3) Mesures

Nous avons effectué 2 séries de mesures : une première série sur une zône de 1 cm^2 d'émulsion située en face de la cible d'aluminium et une seconde série sur deux zônes de 0,5 cm^2 situées de part et d'autre de la précédente (ces dernières mesures permettent d'obtenir le bruit de fond (25 %) que nous pouvons soustraire des résultats fournis par la première série de mesures).

Les mesures sont faites par bandes de 1 cm de longueur et de 100 μm de largeur distantes entre elles de 110 μm, à l'aide de microscopes Leitz munis d'objectifs (x 100) et d'oculaires (x 10) ; une pellicule photographique finement quadrillée (240 μm x 210 μm), dont chaque carreau porte un numéro, est collée à la surface de l'émulsion pour faciliter le repérage des bandes.

Nous mesurons toutes les traces de particules α qui pénètrent dans l'émulsion dans le champ du microscope. Chaque trace est caractérisée par sa projection horizontale H , exprimée en divisions du micromètre oculaire, par sa projection verticale V exprimée en divisions de la jauge de profondeur, et par l'angle φ que fait sa projection horizontale avec la projection horizontale de la direction des neutrons qui atteignent la cible (direction définie à 2 degrés près).

Le parcours dans l'émulsion de la particule α considérée s'écrit :

$$L\,\mu\,m = \sqrt{(k'H)^2 + (kV)^2} \qquad (11)$$

k' est le coefficient d'étalonnage du micromètre oculaire, qui est déterminé à l'aide du micromètre objectif pour chaque microscope et chaque observateur (k' est voisin de 0,8 μm par division).

k est un coefficient qui tient compte de l'étalonnage de la jauge de profondeur et de la contraction de l'émulsion pendant son fixage (le bromure d'argent est éliminé). Nous avons déterminé la valeur de k pour chaque microscope et chaque type de développement en irradiant des émulsions de même type (C_2 100 μm) avec les particules α de l'américium 241 ou des thoriums C et C' sous plusieurs angles d'incidence connus (k est voisin de 2,1 μm par division).

L'angle d'émission θ de la particule α par rapport à la direction des neutrons incidents est donné par la relation :

$$\cos\theta = \frac{k'H\cos 20^\circ . \cos\varphi + kV \sin 20^\circ}{L} \qquad (12)$$

L'énergie de la particule α dans le système du Laboratoire est donnée par l'expression empirique suivante, qui a été mise au point au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.

$$E_\alpha \text{ MeV} = L^{0,625}\,(0,7904 - 0,2634\,e^{-0,1L} - 1,2624.10^{-7}.L^2) \qquad (13)$$

L'énergie $\overline{E}$ et l'angle d'émission ψ dans le système du centre de masse sont calculés à partir des relations :

$$\overline{E}_\alpha = E_\alpha + \frac{M_n M_\alpha E_n}{(M_n + M_{Al})^2} - \frac{2}{M_n + M_{Al}} \sqrt{E_\alpha E_n M_n M_\alpha} \cdot \cos\theta \qquad (14)$$

$$\cos\psi = \frac{1}{\sqrt{\overline{E}_\alpha}} \left(\sqrt{E_\alpha} \cos\theta - \frac{\sqrt{M_n E_n M_\alpha}}{M_n + M_{Al}} \right) \qquad (15)$$

4) Corrections

a) perte d'énergie dans la cible d'aluminium - Avant de pénétrer dans l'émulsion, les particules α peuvent perdre une partie de leur énergie dans la cible d'aluminium et dans l'espace d'air compris entre la cible et l'émulsion (la perte d'énergie dans cet intervalle de 1/10 mm est très faible et nous n'en avons pas tenu compte). Nous avons effectué une correction du premier ordre en supposant que toutes les particules α sont produites dans le plan médian de la cible. Comme nous l'avons montré dans une étude de ces problèmes de perte d'énergie dans les cibles (71), cette correction n'améliore pas la définition en énergie du spectre, mais elle permet de centrer les différents groupes de particules α autour de leur énergie réelle qui peut ainsi être comparée aux énergies correspondant aux différentes transitions possibles.

Avant de calculer l'énergie $\overline{E}$ dans le système du centre de masse, nous avons donc ajouté à l'énergie E_α dans le système du Laboratoire la quantité ΔE, qui correspond à la perte d'énergie de la particule α le long du segment MA (figure 52) .

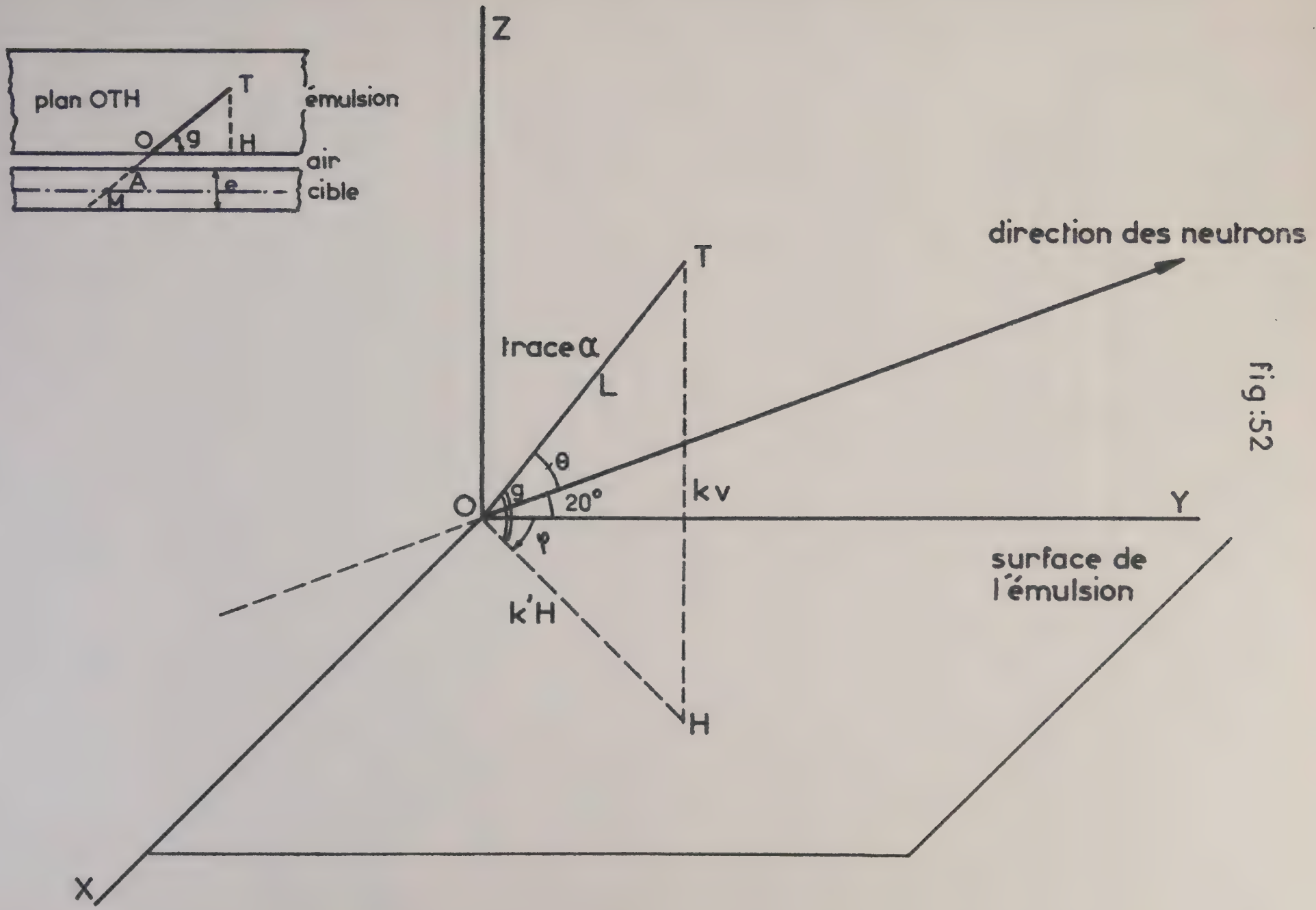
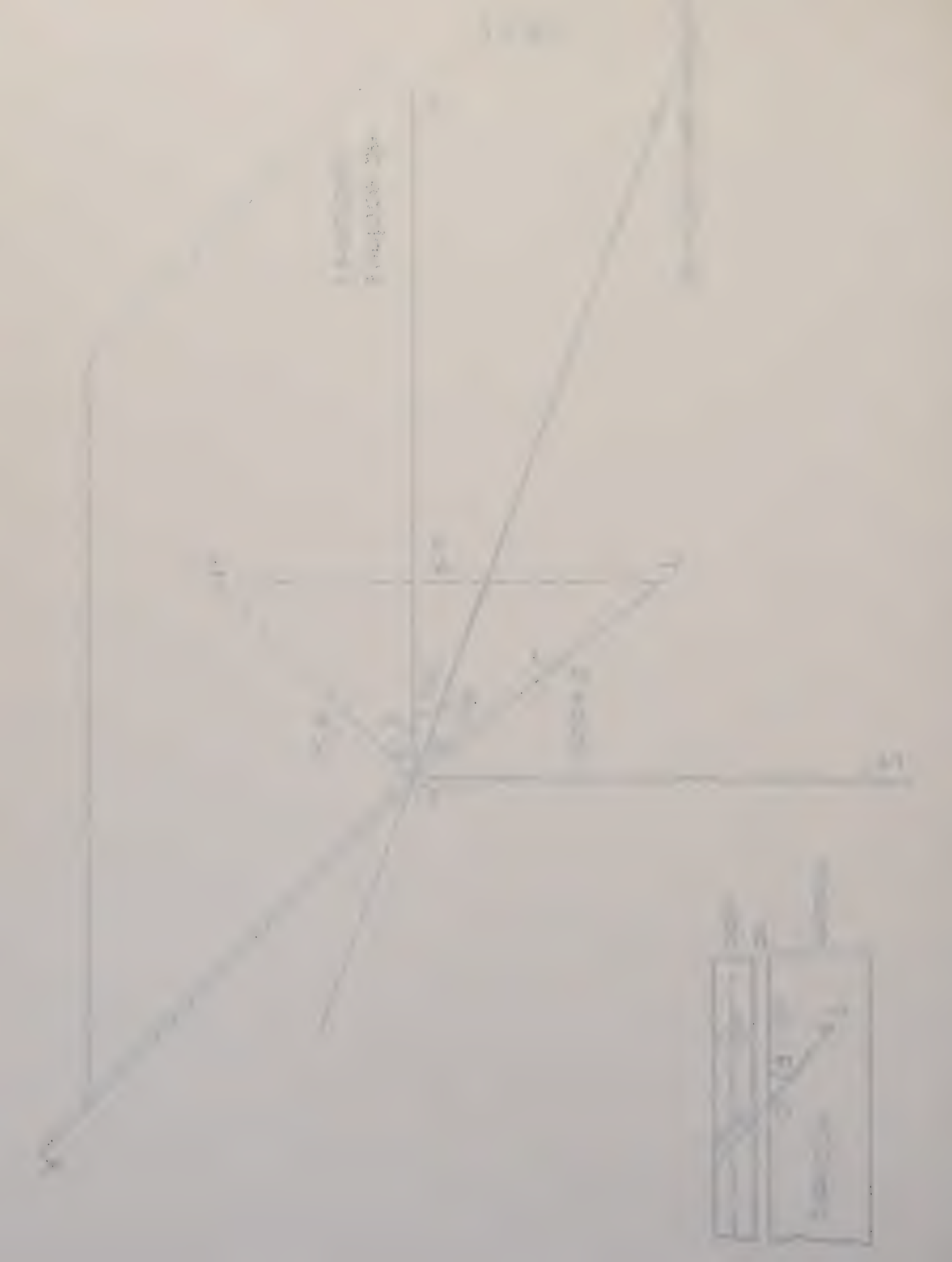

plan OTH
T
émulsion
O
g
H
air
A
e
M
cible
Z
direction des neutrons
T
trace α
L
θ
g
O
20°
kv
Y
φ
surface de
l'émulsion
k'H
H
X

fig :52



Nous avons supposé que la particule α conserve sa direction d'émission jusqu'à ce qu'elle pénètre dans l'émulsion, ce qui peut être considéré comme une très bonne approximation tant que la particule α possède une énergie supérieure à quelques MeV.

$$MA = \frac{e}{2 \sin g} = \frac{e P}{2 k V}$$

e étant l'épaisseur de la cible d'aluminium .

La quantité d'énergie ΔE est calculée à partir du parcours MA par la relation parcours-énergie des particules α dans l'aluminium :

$$R_{mg/cm^2} = \frac{1}{1,674} \cdot E^{1,424}$$

Cette relation, obtenue par calcul de moindres carrés à l'aide des tables de C. WILLIAMSON et J. P. BOUJOT (72), est valable avec une précision supérieure à 1 % pour les particules α d'énergies comprises entre 4 et 12 MeV.

A l'énergie E_α correspond un parcours R dans l'aluminium et au parcours R + MA correspond l'énergie cherchée $E_\alpha + \Delta E$.

Les particules α émises dans la cible avec une faible incidence par rapport à la surface de l'émulsion peuvent perdre une grande partie de leur énergie dans la cible, avant de pénétrer dans l'émulsion. Pour préserver une définition en énergie compatible avec la séparation des niveaux du noyau résiduel, nous avons donc éliminé systématiquement toutes les traces qui font avec le plan de l'émulsion un angle g inférieur à 15 degrés, ce qui nous a conduit à effectuer une seconde correction.

b) correction d'angle solide à la détection (figure 53)- considérons les particules α qui pénètrent dans l'émulsion au point O et font avec la direction des neutrons incidents un angle θ ; ces particules α vont décrire un cône axé suivant la direction des neutrons, dont le demi-angle au sommet est égal à θ . Ce cône décrit sur la sphère S , centrée sur O et de rayon unitaire, un cercle (C) de rayon $r = HA$, que nous avons projeté sur la partie droite de la figure. Ce cercle (C) coupe le plan de l'émulsion suivant le segment UV .

Les particules α qui traversent le cercle (C) le long de l'arc $\overset{\frown}{UV}$ hachuré ne pénètrent pas dans l'émulsion et ne sont donc pas détectées ; les particules α qui traversent le cercle (C) le long des arcs $\overset{\frown}{DU}$ et $\overset{\frown}{EV}$ ne seront pas détectées non plus, puisque leur direction fait avec la surface de l'émulsion un angle inférieur à 15°.

Comme il n'y a pas de phénomènes de polarisation, les particules α émises suivant l'angle θ traversent la sphère S uniformément le long du cercle (C) ; leur probabilité de détection est donc égale à $\frac{\alpha}{\pi}$. Nous avons déterminé graphiquement la valeur de l'angle α , et nous avons affecté chaque trace mesurée d'un "poids statistique" égal à $\frac{1}{f(\theta)}$; $f(\theta) = \frac{\alpha}{\pi}$ étant la probabilité de détection de la particule α correspondante.

La figure 54 représente la valeur de ce "poids statistique" en fonction de l'angle d'émission θ. Etant données les relativement faibles statistiques dont nous disposons, nous n'avons pas tenu compte des traces émises entre 140 et 145° ; ces traces sont affectées d'un poids statistique très important et perturberaient la forme du spectre en énergie. Tout se passe donc comme si nous détections toutes les particules α émises entre 0 et 140 degrés.

Les calculs et les corrections ont été effectués à l'aide de l'ordinateur I.B.M. 1620 de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

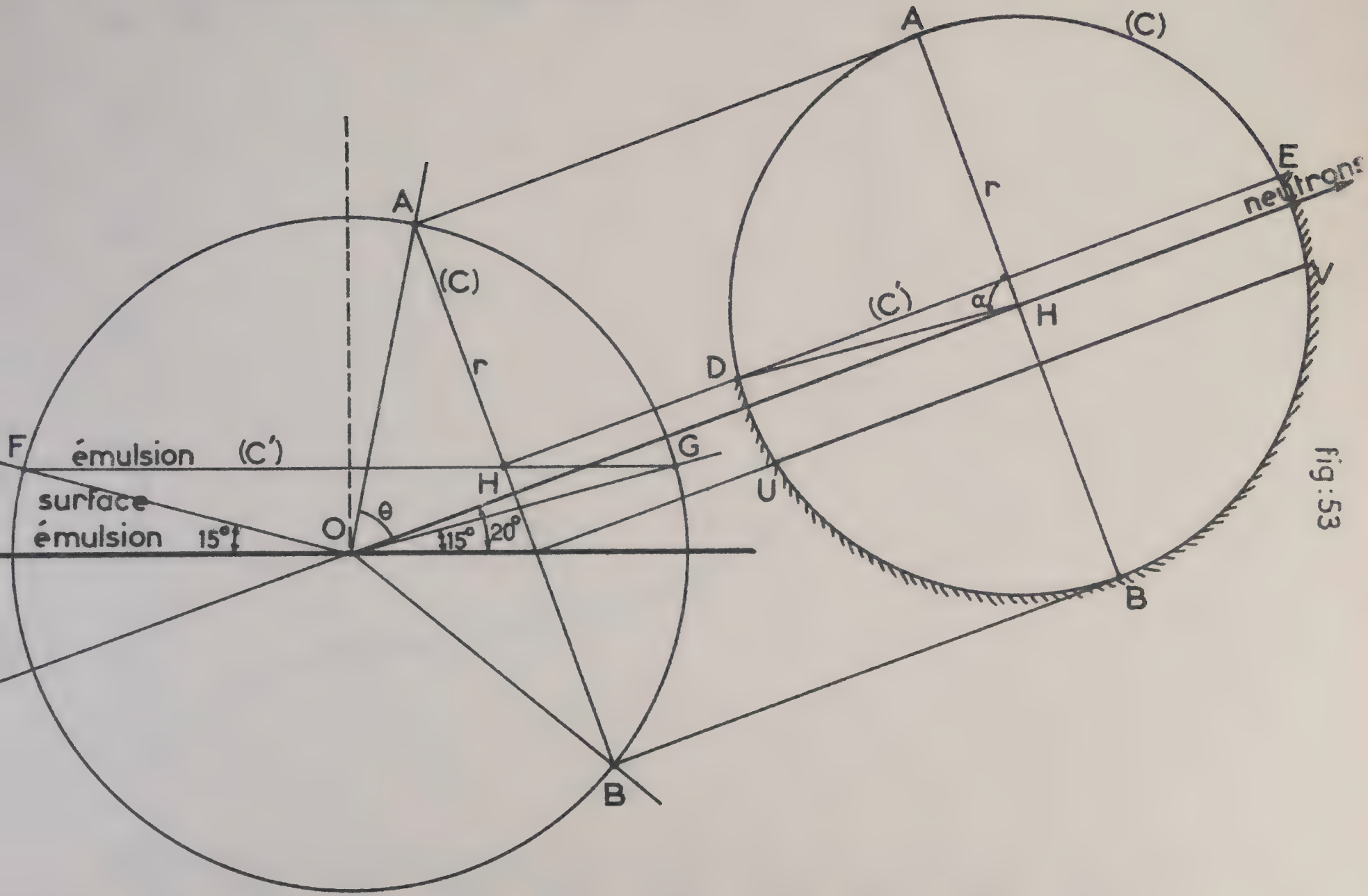

A
(C)
E
neutrons
r
A
(C)
r
(C')
α
H
D
F
émulsion
(C')
G
H
U
surface
émulsion
15°
O
θ
15°
20°
B
B

fig:53

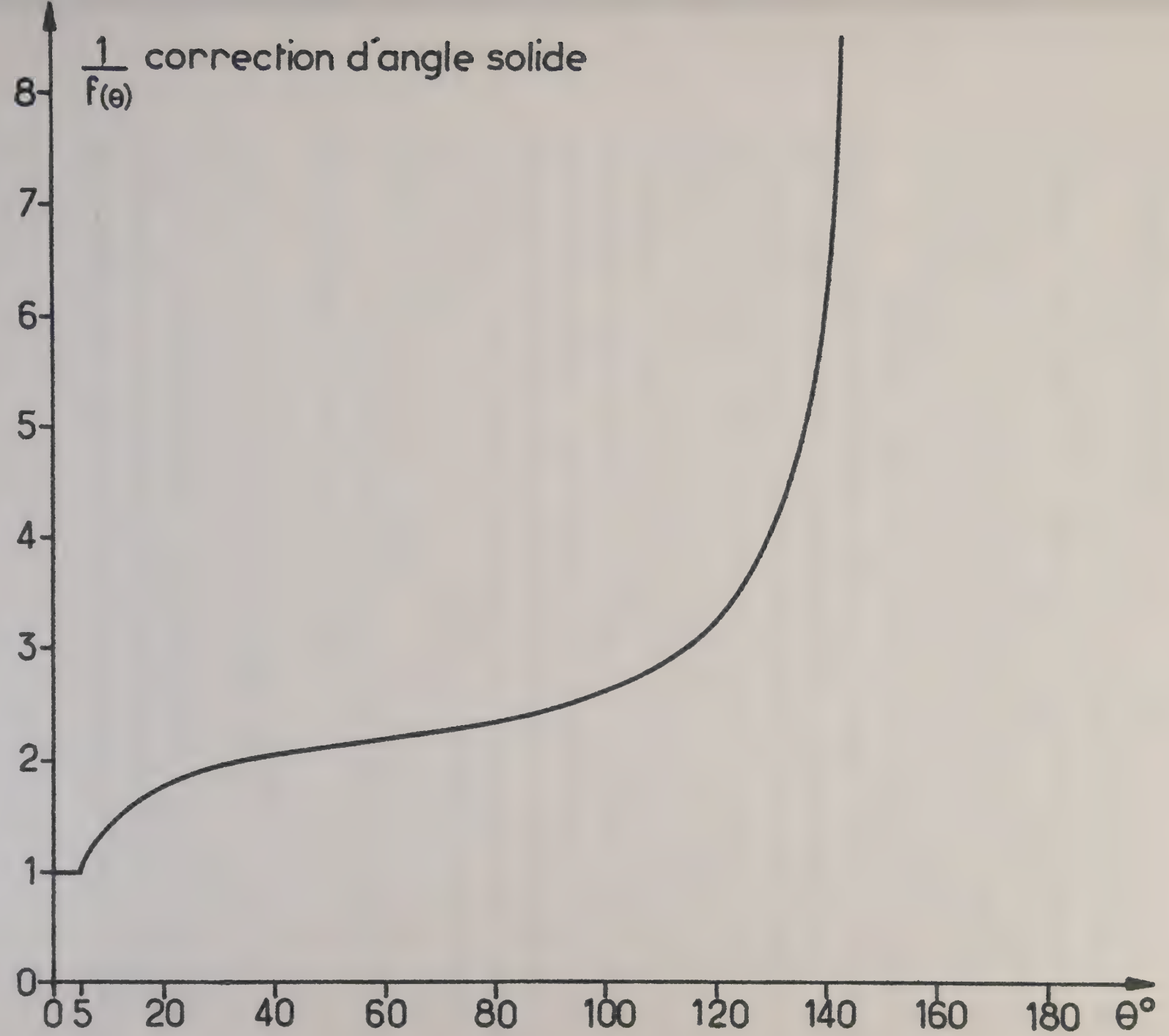
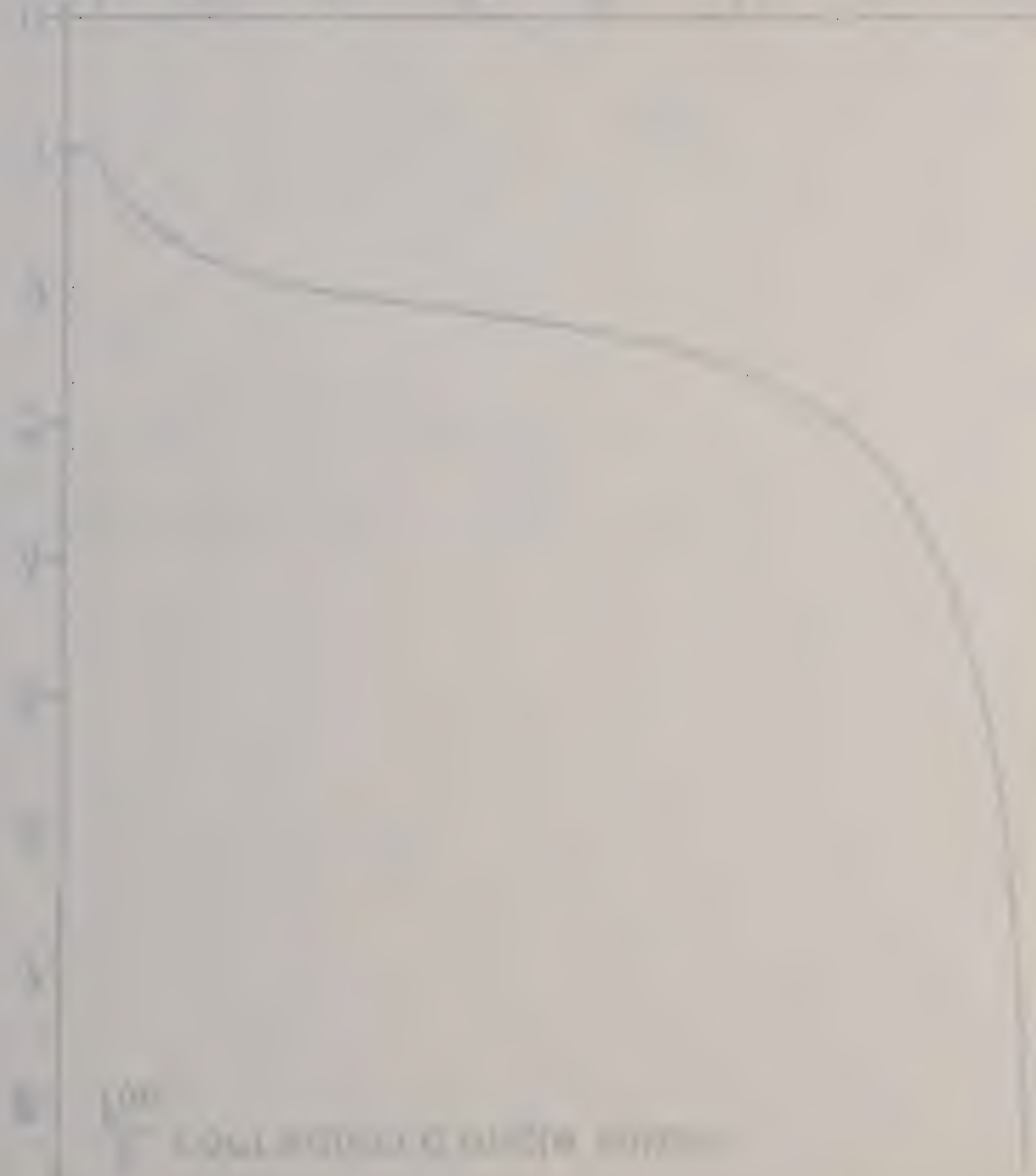

1/f(θ) correction d'angle solide
8
7
6
5
4
3
2
1
0
0 5 20 40 60 80 100 120 140 160 180 θ°

fig:54



C - REACTION $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$

Pour l'étude de cette réaction, nous avons utilisé le dispositif représenté sur la figure 51 ; il comporte deux ensembles identiques à ceux que nous avons testés sur la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$, montés en sandwich. Ce dispositif permet de détecter les particules α dans l'angle solide 4π et est donc parfaitement adapté à l'obtention des distributions angulaires.

Les deux cibles ont été obtenues simultanément par évaporation thermique sous vide de silicium naturel sur un support de tantale (1/10 mm) ; leur épaisseur, déterminée par pesée d'une lame témoin avant et après l'évaporation est voisine de 0, 34 μm (0, 083 mg/cm^2). Nous avons choisi des cibles aussi minces, même au prix d'une augmentation du bruit de fond, qui atteint presque 40 %, pour que la résolution en énergie d'un groupe de particules α dans le système du centre de masse ne varie que très peu avec l'angle d'émission de ces particules (ce qui n'est pas le cas lorsque la cible est relativement épaisse ; à des particules α de même énergie dans le système du centre de masse correspondent, dans le système du Laboratoire, des particules α dont l'énergie varie en fonction de leur angle d'émission, et dont la perte d'énergie moyenne dans la cible est donc différente puisque la relation parcours-énergie n'est pas linéaire).

Nous avons effectué les corrections de perte d'énergie dans la cible à l'aide de la relation parcours-énergie :

$$R(mg/cm^2) = \frac{1}{2,018} E^{1,520}$$

Nous avons éliminé toutes les traces qui font avec la surface de l'émulsion un angle inférieur à 10 degrés (la perte d'énergie maximum dans la cible pour les particules α de 9 MeV est alors inférieure à 100 keV).

Nous avons compensé cette élimination en affectant à chaque particule α détectée un poids statistique dont la valeur, comprise entre 1 et 1,72, est représentée sur la figure 55 en fonction de l'angle d'émission θ .

D - REACTIONS $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$ ET $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$

1) Dispositif expérimental

Nous avons tout d'abord tenté d'utiliser le dispositif expérimental représenté sur la figure 56 ; ce dispositif est une adaptation aux cibles gazeuses de celui que nous avons employé avec satisfaction dans l'étude des 2 réactions précédentes. Les cibles de gaz ont une épaisseur de 2 mm ; elles sont définies géométriquement par un anneau réalisé dans une feuille de platine de 1/10 mm d'épaisseur et par un disque de platine (1/10 mm) situé entre les 2 émulsions ; ce disque est destiné à éviter que les particules α produites dans une émulsion puissent être détectées dans l'autre émulsion. Malheureusement, l'utilisation des cibles gazeuses impose la mise en oeuvre de structures assez volumineuses qui favorisent la diffusion des neutrons, et nous avons obtenu des résultats inexploitables (mauvaise résolution en énergie, bruit de fond très élevé).

Nous avons donc réalisé un second dispositif, représenté sur la figure 57, qui est assez voisin de celui que C. J. D. JARVIS (40) a utilisé pour étudier la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$.

La cible gazeuse est définie à sa partie inférieure par l'émulsion photographique (Ilford C2 100 µm d'épaisseur), et à sa partie supérieure par un couvercle cylindrique de 10,4 mm de hauteur et 98 mm de diamètre réalisé dans une feuille de tantale de 1/10 mm d'épaisseur.

L'émulsion est protégée des neutrons directs par un blindage comprenant 14 cm de laiton et 15 cm de denal (le denal est un alliage d'acier

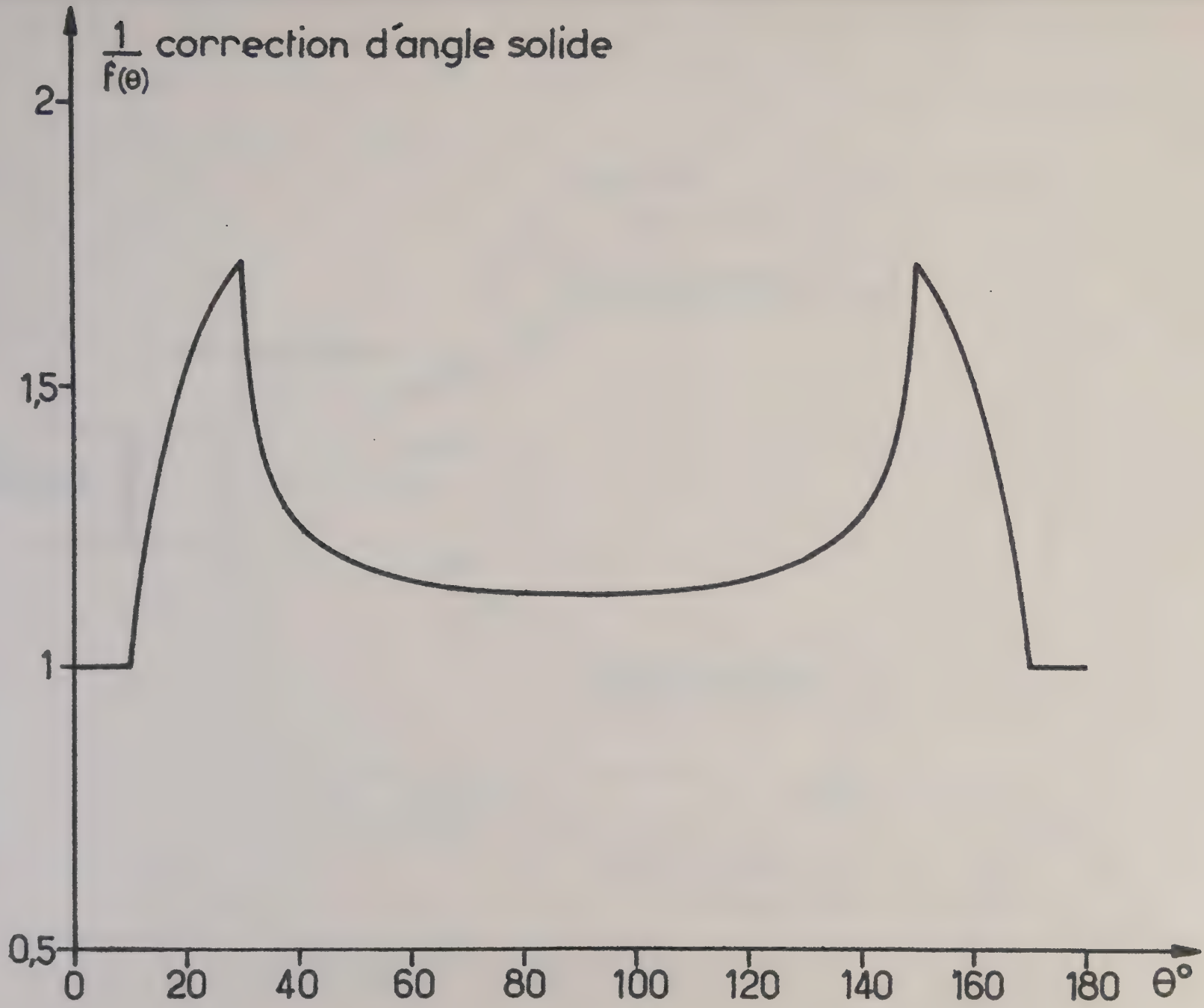
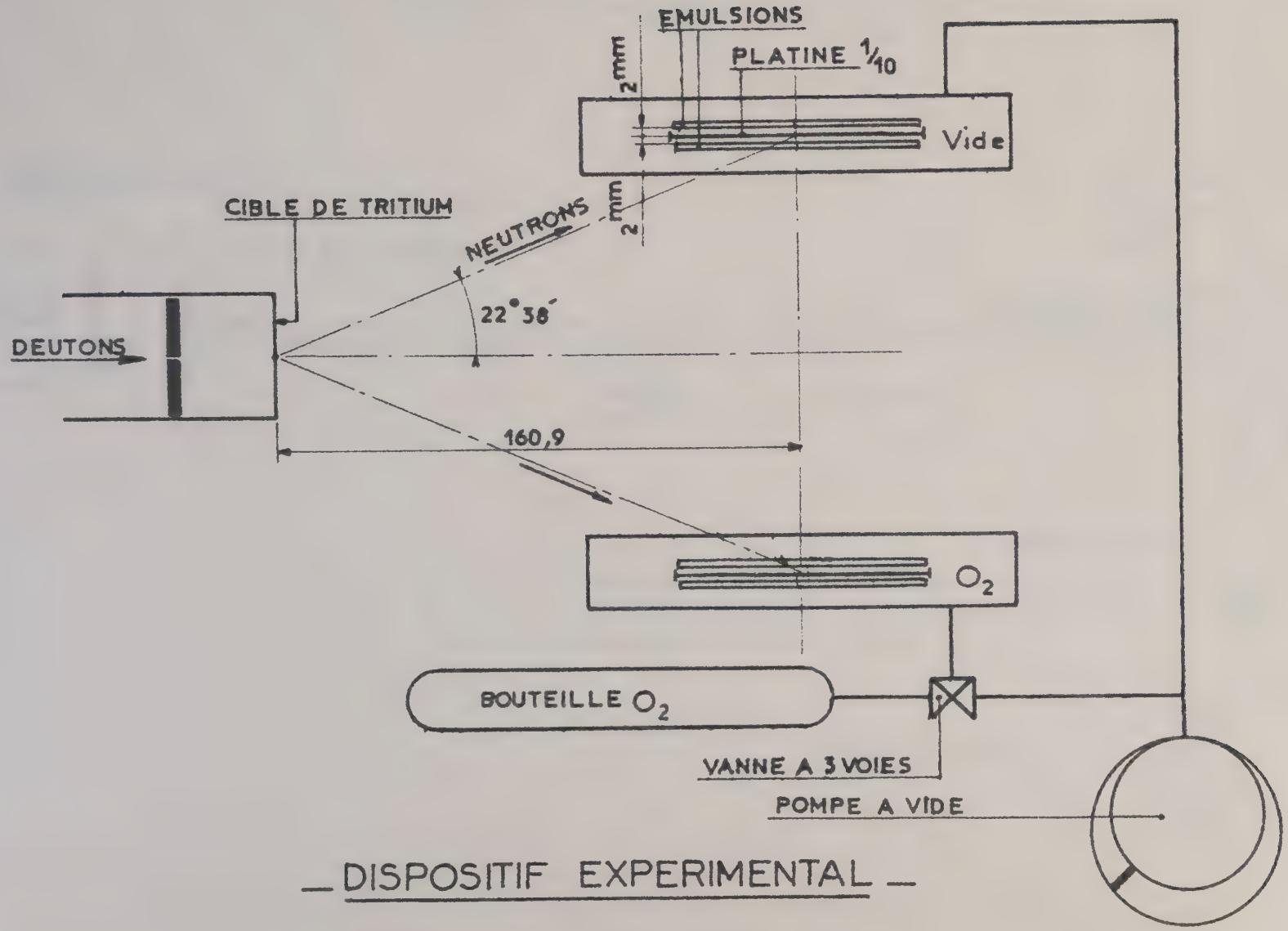

1/f(θ) correction d'angle solide
2
1,5
1
0,5
0
20
40
60
80
100
120
140
160
180
θ°

fig :55



DISPOSITIF EXPERIMENTAL

fig:56

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

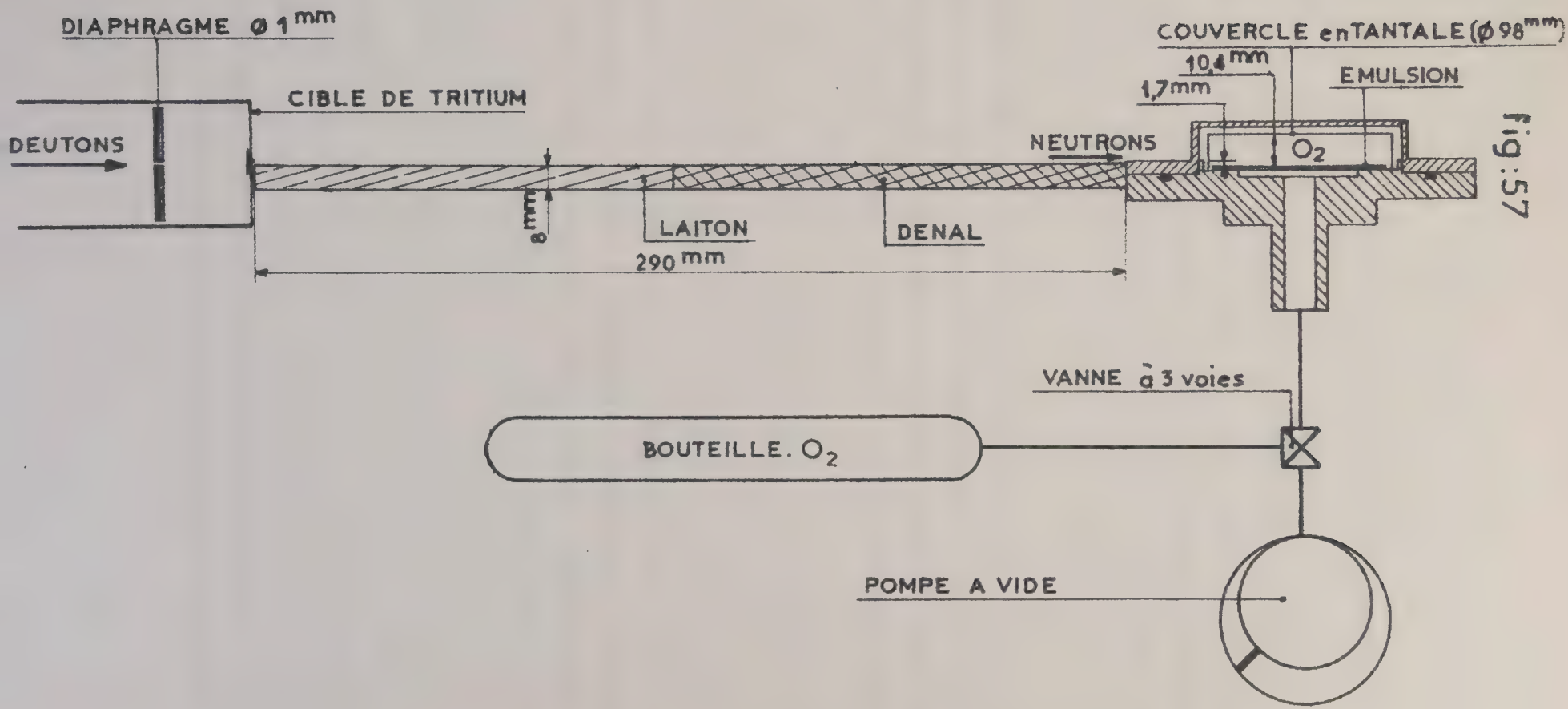


fig:57

et de tungstène dont la densité est voisine de 18 et qui a un pouvoir d'arrêt très important).

La surface de l'émulsion et la face supérieure du blindage sont parallèles et distantes de 1,7 mm, ce qui est juste suffisant pour assurer une protection uniforme de l'émulsion, comme nous avons pu le constater en effectuant des numérations d'étoiles en divers points de l'émulsion (ces étoiles sont produites par la réaction $^{12}C(n,n')3\alpha$ sur le carbone contenu dans l'émulsion).

En protégeant l'émulsion des neutrons directs, nous avons diminué le nombre de traces du bruit de fond d'un facteur 8, mais en sacrifiant la détection des particules α aux petits angles et aux grands angles, pour lesquels la cible devient une cible épaisse (il n'est plus possible d'y séparer aucun groupe de particules α).

Nous avons utilisé une cible d'oxygène de 1,02 mg/cm^2 et une cible d'azote de 0,81 mg/cm^2 ; nous avons obtenu un taux de bruit de fond de 6 % dans le cas de la cible d'oxygène et de 20 % dans le cas de la cible d'azote (cette différence est due au fait que la section efficace de réaction (n,α) est voisine de 310 mb pour l'oxygène, alors qu'elle n'atteint que 100 mb dans le cas de l'azote (45)). Pour soustraire le bruit de fond, nous avons fait le vide dans notre dispositif et nous avons effectué une irradiation dans les mêmes conditions qu'avec la cible gazeuse.

Chaque irradiation durait environ 8 heures.

2) Corrections

Nous avons éliminé systématiquement toutes les traces qui font avec la surface de l'émulsion un angle inférieur à 16° (ces traces correspondant à des particules α qui peuvent perdre une grande partie de leur énergie dans la cible ; leur contribution diminuerait la qualité des résultats). Cette

élimination nous oblige à nous limiter, dans le système du centre de masse, aux angles compris entre 19 et 166 degrés.

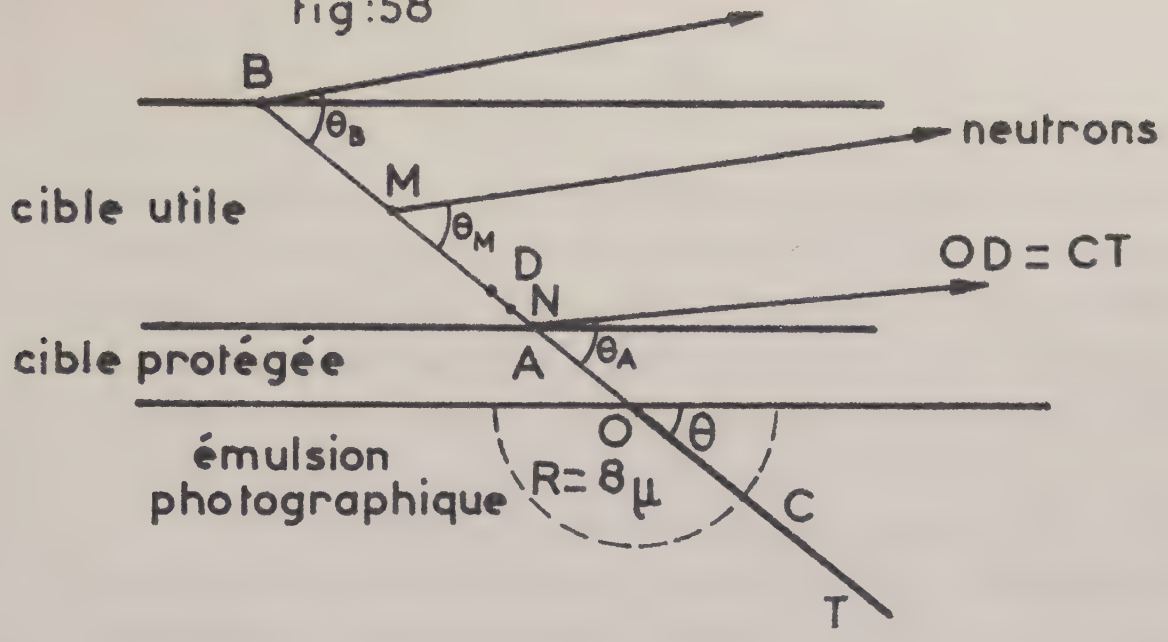
Les mesures sont effectuées uniquement sur les traces qui pénètrent dans une zone de 4 cm^2 située dans la région centrale de l'émulsion; compte tenu de l'angle solide de détection tout se passe comme si la cible et le détecteur avaient des dimensions infinies, et nous n'avons pas à tenir compte d'effets de bords.

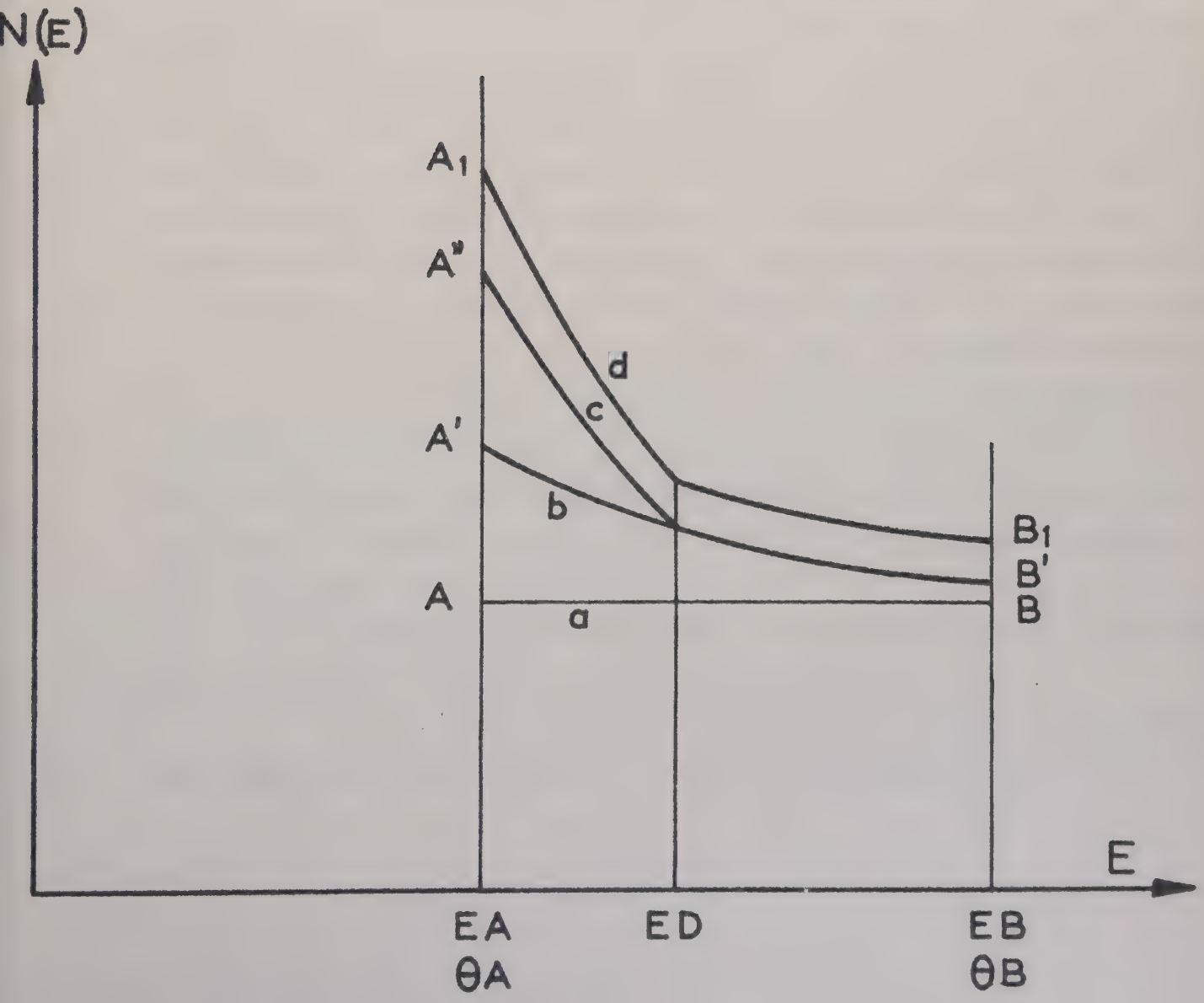
Nous avons également éliminé toutes les traces dont la longueur dans l'émulsion est inférieure à 8 µm, ce qui correspond au parcours de particules α de 2, 5 MeV environ (ces traces courtes peuvent être confondues avec des traces de protons de recul de faible énergie, et leur direction est mal définie). Cette suppression diminue l'efficacité de détection des particules α dont l'énergie est inférieure à 5, 5 MeV dans le système du centre de masse.

Nous avons enfin éliminé les traces qui font avec le plan de l'émulsion un angle supérieur à 70 degrés (ces traces très plongeantes peuvent également être confondues avec des traces de protons de recul).

Considérons la trace retenue OT (figure 58) . La particule α qui a produit cette trace a une énergie supérieure à 2, 5 MeV ; nous pouvons donc estimer avec une très bonne approximation que cette particule a conservé sa direction d'émission jusqu'à son entrée dans l'émulsion ; la réaction a donc été produite le long du segment AB . Si nous supposons que le flux de neutrons est uniforme dans tout le volume de la cible, chacun des points du segment AB a la même probabilité d'avoir été le siège de la réaction et la contribution de cette trace dans l'histogramme sera donc représentée par un rectangle dont la surface a été arbitrairement choisie égale à l'unité. En réalité, le flux de neutrons n'est pas tout à fait uniforme dans la cible,

fig:58


B
θ_B
neutrons
M
cible utile
θ_M
D
N
OD = CT
cible protégée
A
θ_A
O
θ
émulsion photographique
R= 8 µ
C
T


N(E)
A_1
A"
A'
A
d
c
b
a
B_1
B'
B
E
EA
θA
ED
EB
θB

car ses dimensions ne sont pas négligeables par rapport à sa distance à la source de neutrons ; comme la distribution angulaire des neutrons est pratiquement isotrope, chacun des points du segment AB a une probabilité d'avoir été le siège de la réaction inversement proportionnelle au carré de sa distance à la cible de tritium. Le rectangle (a) est alors remplacé par la figure (b) dont la partie supérieure est une portion de parabole.

D'autre part, à chaque point M du segment AB correspond un angle d'émission θ différent (pour une même trace, l'écart maximum entre les différentes valeurs de θ peut atteindre 7 degrés).

De plus, si CT$<$OB, nous devons effectuer une correction supplémentaire pour tenir compte du fait que certaines particules α émises dans la cible ne parviennent pas jusqu'à l'émulsion, ou y parviennent avec une énergie trop faible pour y être détectées ($R < 8\mu m$). En effet, supposons par exemple que la réaction s'est produite au point A, la trace OT correspond alors à une énergie E_A ; considérons maintenant toutes les particules α d'énergie E_A émises suivant la même direction que OT ; seules seront détectées les particules α émises le long du segment DA (D étant tel que OD = CT). Pour compenser cette perte d'efficacité de détection, qui modifie les distributions angulaires, nous avons affecté chacun des points du segment AB d'un "poids statistique" égal à l'inverse de la probabilité de détection des particules α correspondantes (le point N, par exemple, sera affecté d'un poids statistique égal à $\frac{AB}{NA + CT}$, alors que le point M, situé entre D et B, sera affecté d'un poids statistique égal à 1).

La figure (b) qui représente la contribution de la trace considérée dans l'histogramme sera alors remplacée par la figure (c).

Comme précédemment, nous avons tenu compte de l'élimination des traces très inclinées ($g < 16°$), et des traces plongeantes ($g > 70°$) en

affectant à chaque trace un poids statistique $P(\theta)$ égal à l'inverse de la probabilité de détection $f(\theta)$ des particules α correspondantes. La figure (c) est alors remplacée dans l'histogramme par la figure (d).

Dans le cas présent, les neutrons qui atteignent la cible sont sensiblement parallèles à la surface de l'émulsion, et il est facile de déterminer $P(\theta)$ par le calcul.

Pour les particules α dont l'angle d'émission θ dans le système du laboratoire est compris entre 16 et 70° (ou entre $\pi - 16°$ et $\pi - 70°$).

$$P(\theta) = \frac{\pi}{\arccos\left(\frac{\sin 16°}{\sin \theta}\right)}$$

Pour les particules α dont l'angle d'émission θ est compris entre 70° et $(\pi - 70°)$:

$$P(\theta) = \frac{\pi}{\arccos\left(\frac{\sin 16°}{\sin \theta}\right) - \arccos\left(\frac{\sin 70°}{\sin \theta}\right)}$$

La figure 59 représente la valeur de $P(\theta)$. Pour les particules α dont nous déterminerons les distributions angulaires, $P(\theta)$ reste compris entre 2 (puisque nous utilisons un détecteur 2π) et 3, 5. Cet ensemble de corrections nous permet de considérer que toutes les particules α émises dans le système du centre de masse avec un angle d'émission compris entre 20 et 160 degrés et une énergie supérieure à 5, 5 MeV sont détectées avec une efficacité égale à 100 %.

Pour obtenir les distributions angulaires, nous avons déterminé les spectres en énergie dans le système du centre de masse, avec un pas de

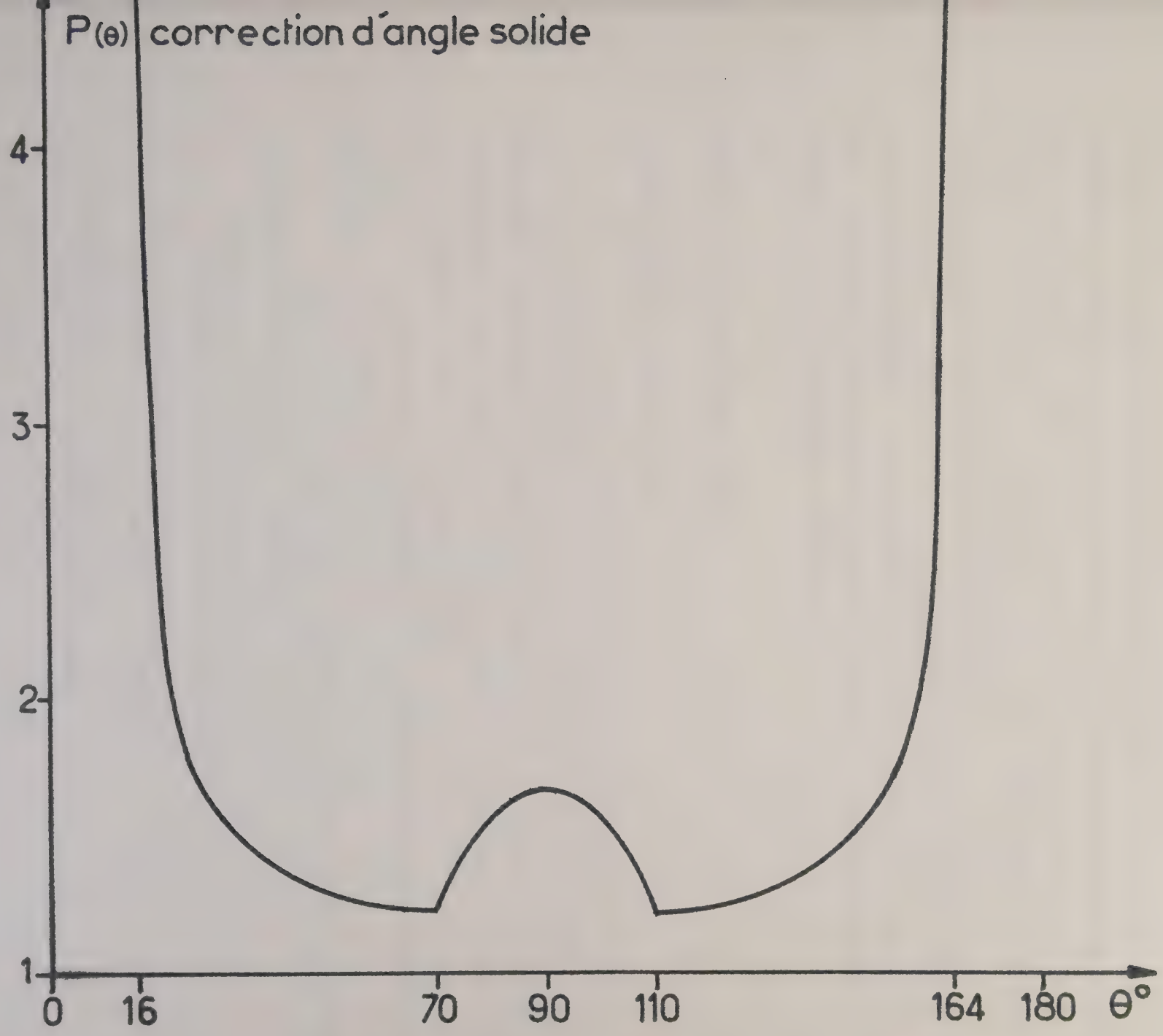


Fig:59

100 keV (auquel nous sommes limités par la capacité de l'ordinateur que nous utilisons) , par plages angulaires de 20 degrés d'ouverture comprises entre 20 et 160 degrés. Lorsqu'à une même trace correspondaient des angles d'émission appartenant à 2 plages adjacentes, nous avons attribué à chaque plage la portion de la figure (d) qui lui revenait.

Ces calculs ont été effectués sur l'ordinateur I.B.M. 1620 de la Faculté des Sciences ; chaque trace était traitée avec les corrections et sans correction (pour obtenir les barres d'erreurs, qui correspondent au nombre de traces effectivement détectées).

II - RESULTATS EXPERIMENTAUX

A) REACTION $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$

La figure 60 représente le spectre en énergie des particules α obtenu par la mesure de 2000 traces ; ce spectre met en évidence des groupes assez bien séparés correspondant respectivement au niveau fondamental du sodium 24 , aux niveaux de 0,473 et 0,560 MeV , au niveau de 1,347 MeV et aux niveaux de 1,84 et 1,88 MeV .

La résolution en énergie pour le groupe correspondant au niveau fondamental est inférieure à 300 keV .

Nous avons comparé, sur la figure 61 , notre spectre en énergie avec les spectres obtenus sur l'aluminium par :

I. KUMABE et ses collaborateurs (37)
à l'aide d'une émulsion photographique , en 1957 .

M. CEVOLANI et ses collaborateurs (38)
également avec une émulsion, en 1960 .

W. PATZAK et H. VONACH (39)
toujours avec une émulsion, en 1962 .

fig:60

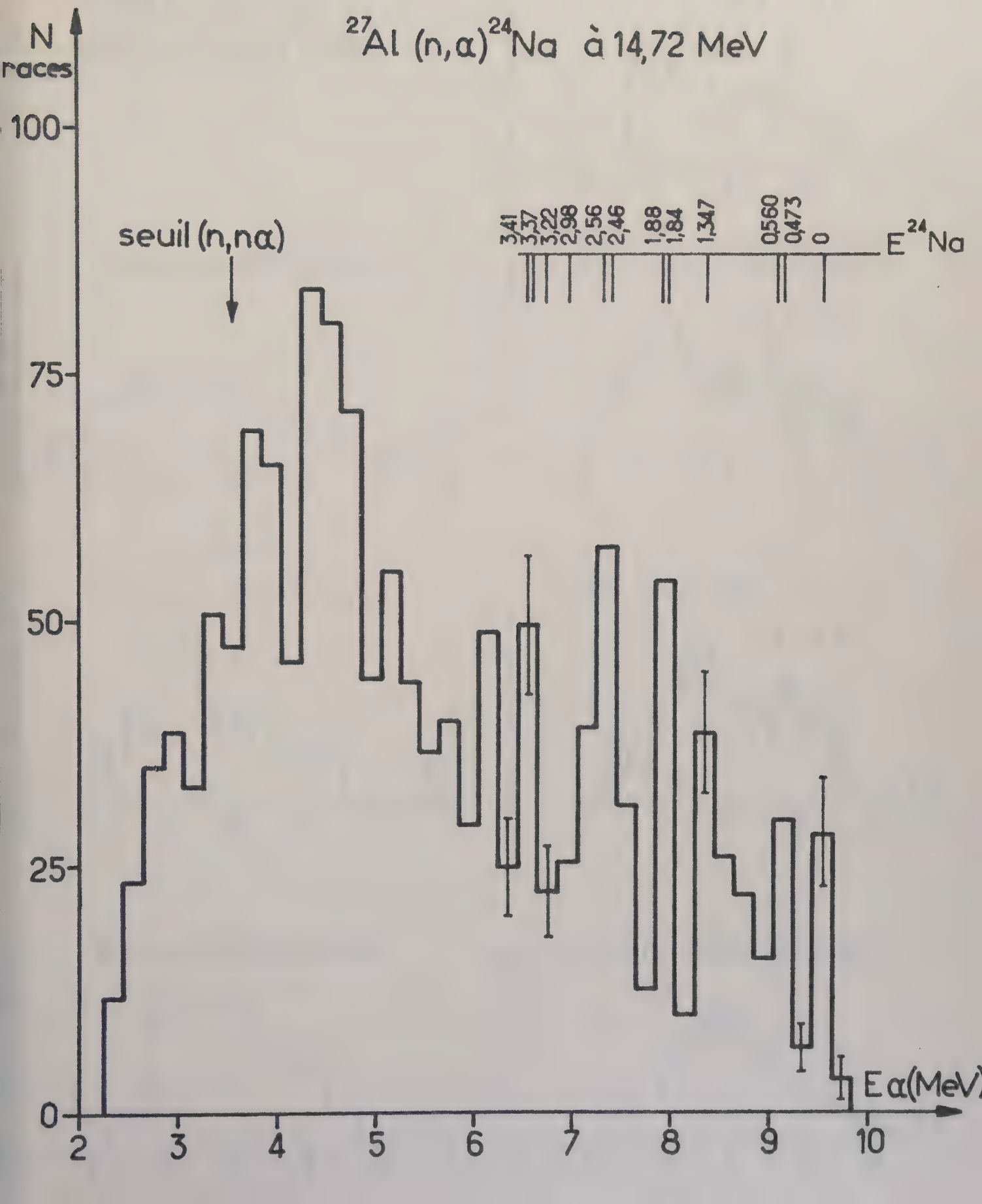
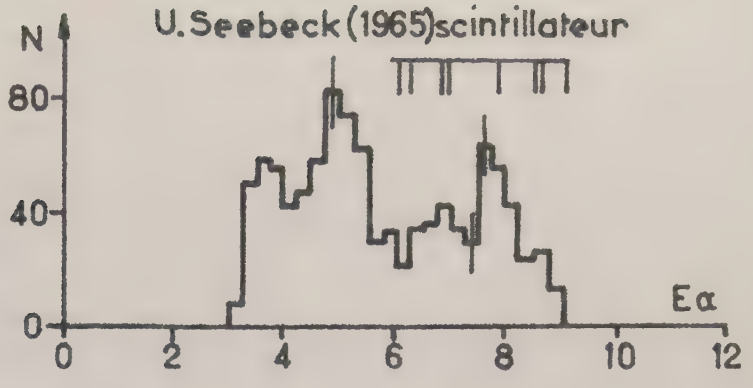
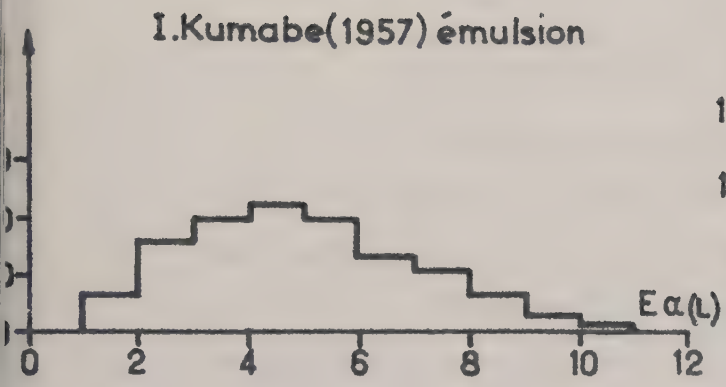
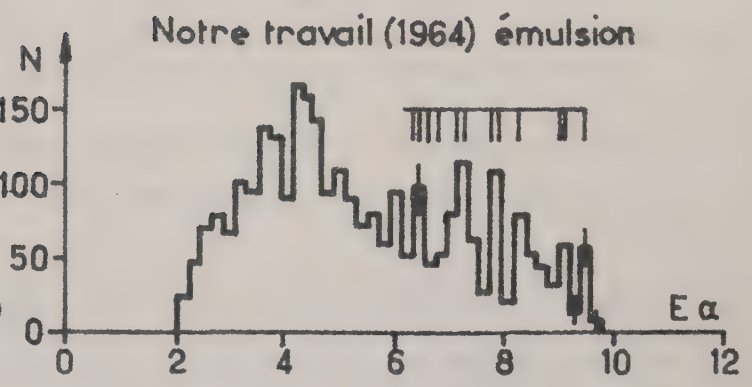

$^{27}Al\ (n,\alpha)^{24}Na$ à 14,72 MeV
N races
100
75
50
25
0
seuil (n,nα)
3,41
3,37
3,22
2,98
2,56
2,46
1,88
1,84
1,347
0,560
0,473
0
$E^{24}Na$
Eα(MeV)
2
3
4
5
6
7
8
9
10

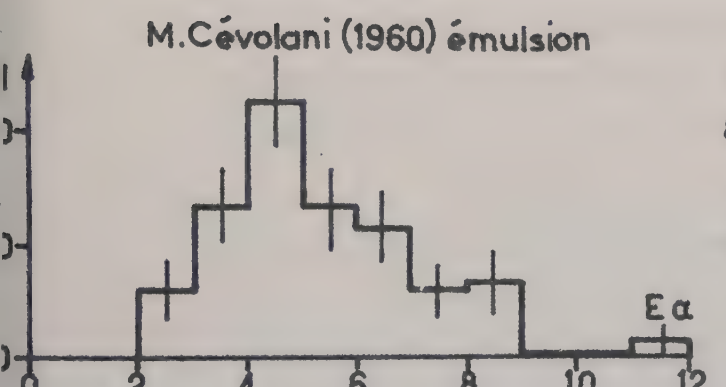
fig:61

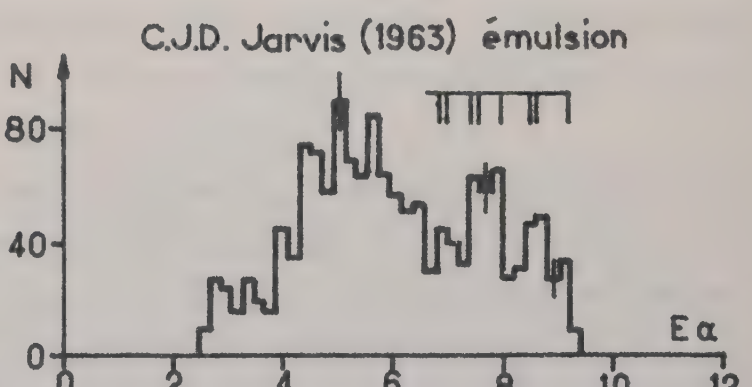
$^{27}Al\ (n,\alpha)^{24}Na$
entre 14 et 15 MeV

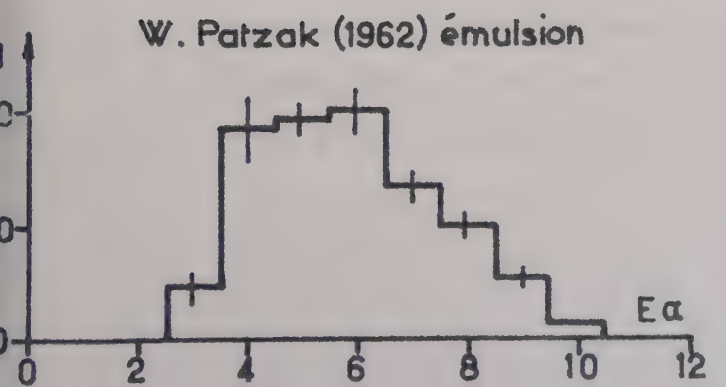


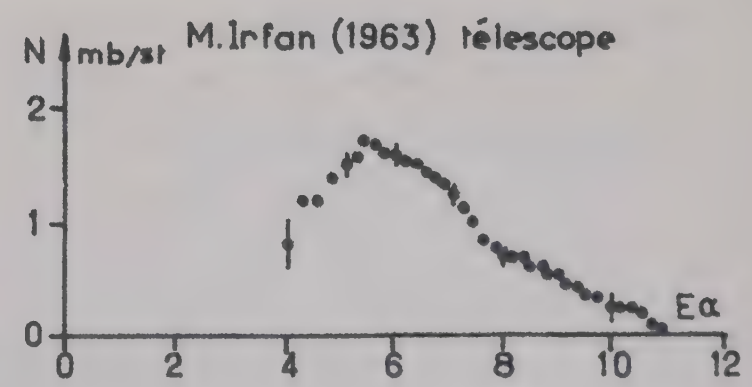


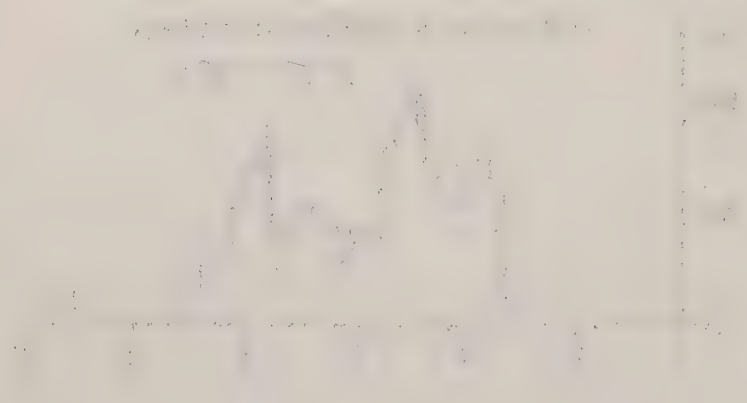


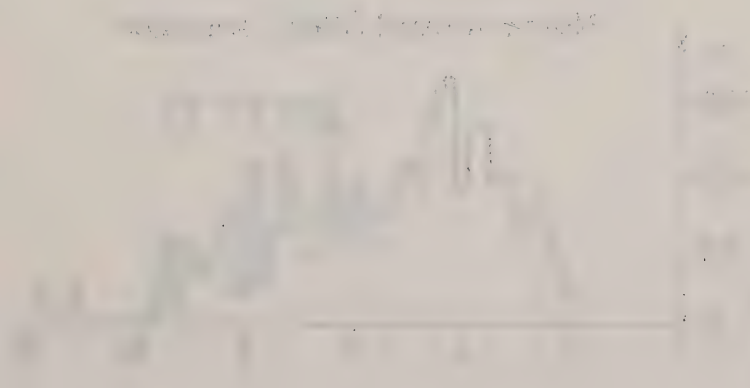


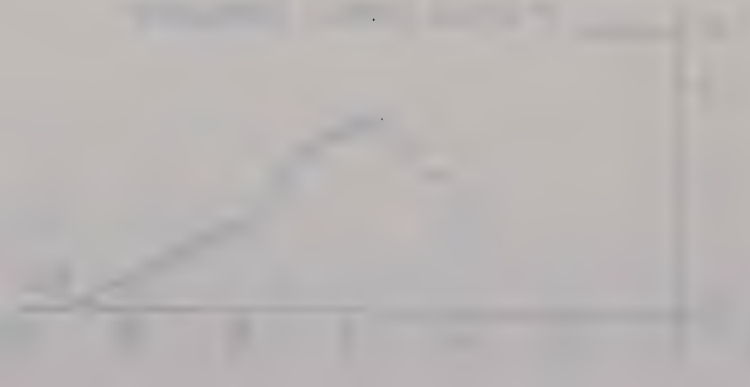












M. IRFAN et W. JACK (73)
avec un télescope composé d'un compteur proportionnel et d'un scintillateur, en 1963 .

C.J.D. JARVIS et ses collaborateurs (40)
avec une émulsion photographique protégée, en 1963 .

U. SEEBECK et M. BORMANN (41)
à l'aide d'un scintillateur protégé par un blindage, en 1965 .
(La discrimination des différents types de particules était effectuée par la sélection des impulsions en fonction de leur forme).

La comparaison de ces différents résultats avec les nôtres montre la validité de la méthode expérimentale que nous avons utilisée en ce qui concerne la résolution en énergie.

Il semble actuellement bien établi que la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$ se produit au voisinage de 14 MeV par l'intermédiaire du noyau composé :

Les nombreuses mesures de section efficace effectuées principalement par la méthode d'activation (une liste de ces travaux est donnée dans la référence (74)) fournissent une valeur moyenne de 115,4 mb en bon accord avec la section efficace de 125 mb calculée par U. FACCHINI et ses collaborateurs (30) à l'aide du modèle statistique.

Les spectres en énergie des particules α émises correspondent bien aux spectres d'évaporation prévus par le modèle du Gaz de Fermi .

Les distributions angulaires des particules α sont symétriques par rapport à 90° , comme l'ont montré M. BORMANN (75) et E. ROSSLE (76) , et conformes aux prévisions de T. ERICSON (77) basées sur l'application du modèle du noyau composé.

Les fonctions d'excitation obtenues par N. CINDRO et ses collaborateurs (78-80) avec une définition en énergie de 60 keV présentent des fluctuations prévues par T. ERICSON et par D.M. BRINCK et R.O. STEPHEN (67) dans le cadre du modèle statistique ; la fonction de

corrélation fournit une largeur de cohérence de 130 keV associée à un temps de vie moyen du noyau composé voisin de $5,8.10^{-20}$s en bon accord avec le temps de vie de $6,3.10^{-20}$s calculé par le modèle statistique.

Pour tester la validité de notre méthode expérimentale en ce qui concerne la forme du spectre en énergie et la valeur de la section efficace nous avons donc comparé nos résultats avec les prévisions du modèle statistique.

Selon le modèle d'évaporation de V.F. WEISSKOPF (81), la distribution en énergie des particules α émises par le noyau composé est donnée par la relation :

$$N(E_\alpha).dE_\alpha = \frac{1}{\pi^2\hbar^3} \frac{M_\alpha . g_\alpha}{\omega_c(U)} \cdot E_\alpha \cdot \sigma_c(E^*, E_\alpha).\omega(E^*).dE_\alpha \qquad (16)$$

où

M_α est la masse réduite de la particule α ,

g_α le nombre d'états de spin de la particule α ($g_\alpha = 1$) ,

$\omega_c(U)$ la densité de niveaux du noyau composé.

E_α est l'énergie des particules α dans le système du centre de masse (ces particules α laissant le noyau résiduel dans l'état d'excitation E^*)

$\sigma_c(E^*, E_\alpha)$ est la section efficace de formation du noyau composé par la réaction inverse (interaction entre la particule α d'énergie E_α avec le noyau résiduel excité).

$\omega_c(E^*)$ est la densité de niveaux du noyau résiduel à l'énergie d'excitation E^*) .

La densité de niveaux $\omega(E^*)$ a été calculée par de nombreux auteurs, principalement à l'aide du modèle du Gaz de Fermi .

T. ERICSON (82) donne la forme suivante en supposant que les niveaux de FERMI des nucléons individuels sont tous équidistants et en

faisant abstraction du spin des nucléons :

$$\omega(E^*) = \frac{\exp 2\left(\frac{\pi^2}{6} g_o E^*\right)^{1/2}}{\sqrt{48}\ E^*} \qquad (17)$$

où g_o représente l'inverse de la distance entre les niveaux. La température thermodynamique est définie par :

$$E^* = \frac{\pi^2}{6} g_o t^2 \qquad (18)$$

Avec le modèle plus élaboré où neutrons et protons sont séparés et correspondent aux écartements respectifs d_n et d_p, toujours en faisant abstraction du spin :

$$\omega(E^*) = g_o\left(\frac{g_o^2}{4 g_n g_p}\right)^{1/2} \frac{6^{1/4}}{12} \frac{\exp 2\left(\frac{\pi^2}{6} g_o E^*\right)^{1/2}}{(g_o E^*)^{5/4}} \qquad (19)$$

où $g_o = g_n + g_p = d_n^{-1} + d_p^{-1}$.

En général, le facteur $\frac{g_o^2}{4 g_n g_p}$ est voisin de un.

Par ailleurs, pour des énergies d'excitation élevées, le facteur exponentiel l'emporte. Par contre, pour des énergies d'excitation $E^* \simeq d$, la formule précédente est grossièrement inexacte.

Un calcul de D.W. LANG et K.J. LE COUTEUR (83) a conduit à l'expression :

$$\omega(E^*) = C \frac{\exp 2\left(\frac{\pi^2}{6} g_o E^*\right)^{1/2}}{(E^* + t)^{5/4}}$$

où la température thermodynamique est définie cette fois par

$$E^* = \frac{\pi^2}{6} g_o t^2 - t$$

En fait, T. ERICSON fait remarquer que ce concept a peu de sens pour $E^* \simeq d$, et que les expressions de $\omega(E^*)$ ne s'appliquent en tout état de cause que pour $E^* \gg g_o^{-1}$.

La théorie précédente ne fait apparaître ni le moment angulaire ni la parité des niveaux excités, qui sont indispensables pour élaborer une théorie correcte des processus statistiques de réactions.

En supposant une répartition au hasard des projections des spins des nucléons + trous excités, T. ERICSON donne pour la densité de niveaux de spin j la relation :

$$\omega(E^*, j) = \frac{(2j+1)}{2\sqrt{2\pi}\,\sigma^3} e^{-\frac{j(j+1)}{2\sigma^2}} \cdot \omega(E^*) \qquad (20)$$

où $\sigma^2 = g_o t \langle m^2 \rangle$

$\langle m^2 \rangle$ représentant l'écart quadratique moyen des valeurs de la projection m de j.

Les relations (18), (19) et (20) permettent d'écrire la densité de niveaux sous la forme :

$$\omega(E^*, j) \sim (2j+1) \cdot \exp\left(\frac{-j(j+1)}{E^{*1/2}}\right) \qquad \frac{\exp 2\left(\frac{\pi^2}{6} g_o E^*\right)^{1/2}}{E^{*2}} \qquad (21)$$

Une intégration sur toutes les valeurs de j possibles fait apparaître un facteur $E^{*1/2}$ et conduit ainsi à l'expression de la densité de

niveaux totale (84) :

$$\omega(E^*) \sim \frac{\exp \; 2\left(\frac{\pi^2}{6} g_o E^*\right)^{1/2}}{E^{*\,3/2}} \qquad (22)$$

Lorsque le noyau considéré n'est pas un noyau impair-impair, une partie de l'énergie d'excitation est utilisée pour briser les paires de nucléons, et la relation (23) devient :

$$\omega(E^*) \sim \frac{e^{2\sqrt{a(E^*-\delta)}}}{(E^*-\delta)^{3/2}} \qquad (23)$$

où δ est l'énergie d'appariement tabulée par A.G.W. CAMERON (85) .

Il nous apparaît que la forme (22), fournie par une théorie plus élaborée, est certainement meilleure que l'expression (19), et, a fortiori, que l'expression (17) pour la densité de niveaux. C'est celle que nous avons utilisée. Malheureusement, l'énergie d'excitation du noyau résiduel que nous obtenons dans la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$ à 14,7 MeV est relativement faible, et nous ne sommes pas sûrs de nous trouver dans les conditions de validité du calcul de $\omega(E^*)$. Pour remédier à cette situation, nous avons utilisé une formule empirique :

$$\omega(E^*) \sim E^{*n} . \exp \; 2\sqrt{\frac{\pi^2}{6} g_o E^*} \qquad (24)$$

avec n compris entre $-\frac{3}{2}$ et -2 .

Les équations (16) et (24) permettent d'écrire :

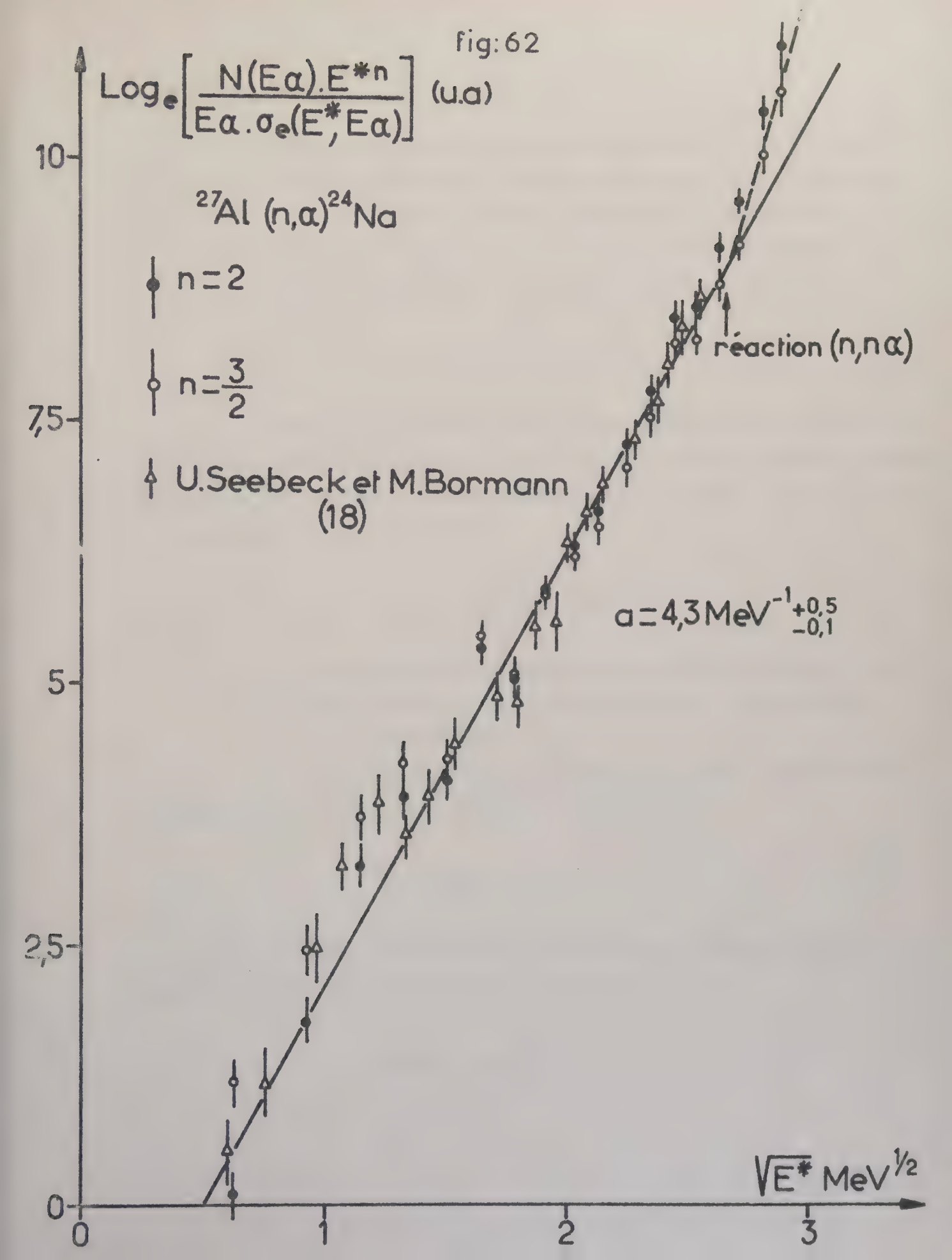
$$\log_e \frac{N(E_\alpha).E^{*-n}}{E_\alpha . \sigma_c(E^*, E_\alpha)} = Cte + 2\sqrt{a\,E^*}$$

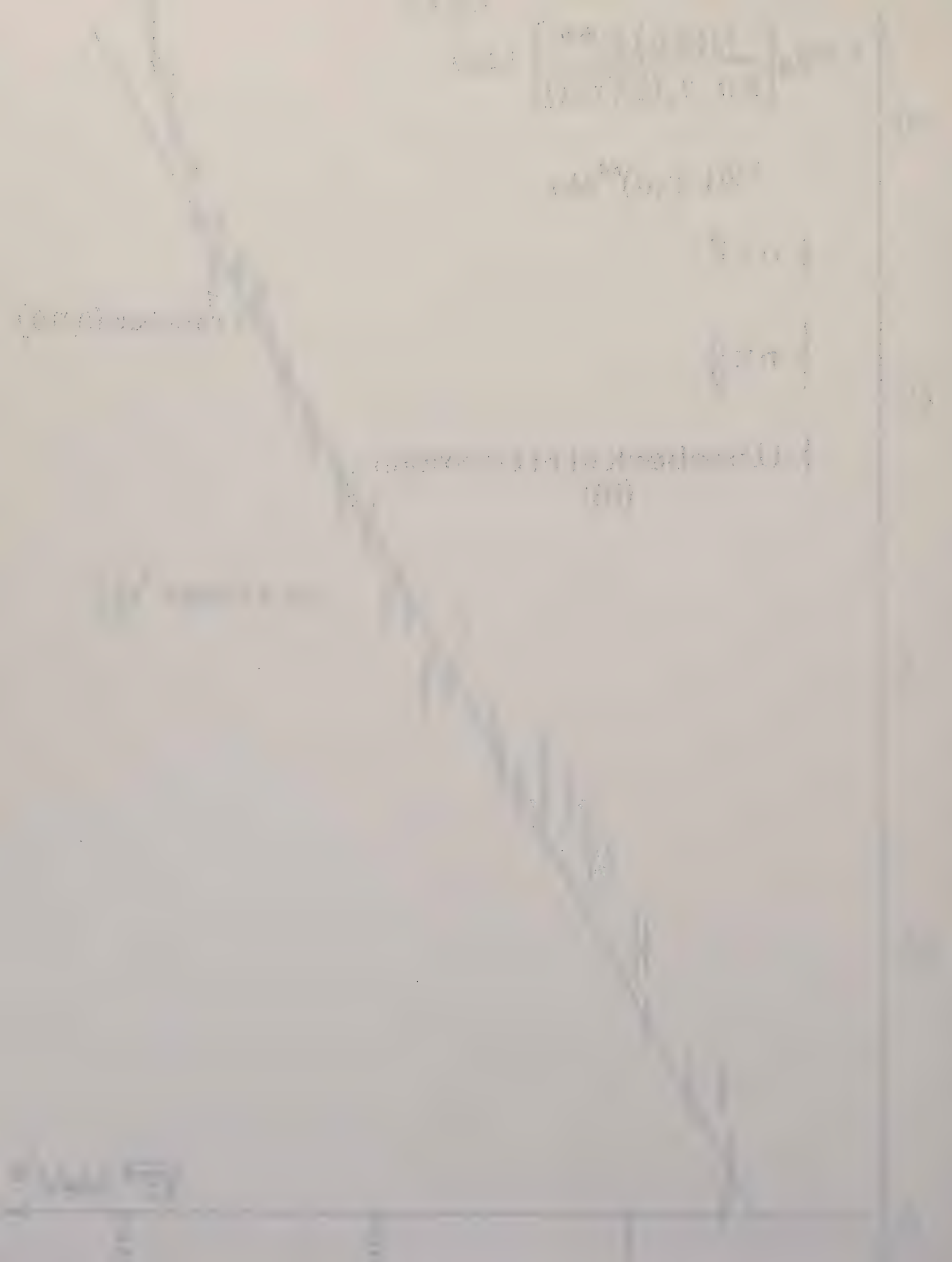
où $a = \frac{\pi^2}{6} g_o$.

Nous avons calculé cette expression pour différentes valeurs de l'énergie d'excitation E^*, en utilisant les valeurs de $\sigma_c(E^*, E_\alpha)$ déterminées par G. IGO (86-87) à l'aide du modèle optique, et en prenant $n = -2$ et $n = -\frac{3}{2}$.

Nous avons porté nos résultats en fonction de E^* sur la figure 62 avec des barres d'erreur correspondant uniquement aux fluctuations statistiques sur le nombre de traces détectées $N(E_\alpha)$; nous obtenons des points relativement bien alignés conformément aux prévisions du modèle statistique. Les déviations que nous observons aux faibles énergies d'excitation proviennent du fait que la densité de niveau que nous utilisons ne peut pas rendre compte des transitions vers les niveaux faiblement excités et bien séparés du noyau résiduel. Nous pouvons également remarquer que l'alignement des points correspondant à $n = -2$ est meilleur, ce qui justifie l'emploi de notre formule empirique aux faibles valeurs de E^* . Les déviations aux grandes énergies d'excitation peuvent être attribuées à la superposition du spectre des particules α provenant de la réaction $^{27}Al(n, n\alpha)^{23}Na$, dont l'énergie maximum est égale à 3,55 MeV (les particules α de 3,55 MeV émises par la réaction $^{27}Al(n, \alpha)^{24}Na$ laissent le noyau résiduel avec une énergie d'excitation de 7,04 MeV).

fig: 62


$\mathrm{Log_e}\left[\frac{N(E\alpha).E^{*n}}{E\alpha.\sigma_e(E^*,E\alpha)}\right]$ (u.a)
$^{27}Al\ (n,\alpha)^{24}Na$
n = 2
n = 3/2
U.Seebeck et M.Bormann (18)
réaction (n,nα)
$a = 4{,}3\ MeV^{-1}\ ^{+0,5}_{-0,1}$
$\sqrt{E^*}\ MeV^{1/2}$
10
7,5
5
2,5
0
0
1
2
3



Cette superposition a déjà été observée par plusieurs auteurs sur des noyaux plus lourds (43-36) . Nous avons comparé nos résultats sur la figure 62 avec les résultats analogues obtenus par U. SEEBECK et M. BORMANN ; nous pouvons constater une remarquable similitude.

Nous pouvons déduire le paramètre de densité de niveaux :

$$a = 4,3^{+0,5}_{-0,1} \text{ MeV}^{-1}$$

Cette valeur s'inscrit très bien parmi les valeurs obtenues pour le sodium 24 et les noyaux voisins par différentes méthodes, comme le montre la figure 63 , et elle est voisine de la valeur de 3, 73 MeV^{-1} calculée à partir de la formule de D.W. LANG (88) :

$$a = 0,0748 \, (j_n + j_p + 1) \, A^{2/3}$$

où j_n et j_p sont les valeurs du moment angulaire des neutrons et des protons au voisinage du niveau de Fermi, tabulées par T.D. NEWTON (89) .

Si nous utilisons l'approximation qui consiste à supposer que la température nucléaire T , définie par l'expression

$$\frac{1}{T} = \frac{d}{dE^*} \text{Log } \omega (E^*)$$

est constante (modèle d'évaporation) , cela revient à admettre que la densité de niveaux est sensiblement de la forme :

$$\omega(E^*) \sim \exp \frac{E^*}{T}$$

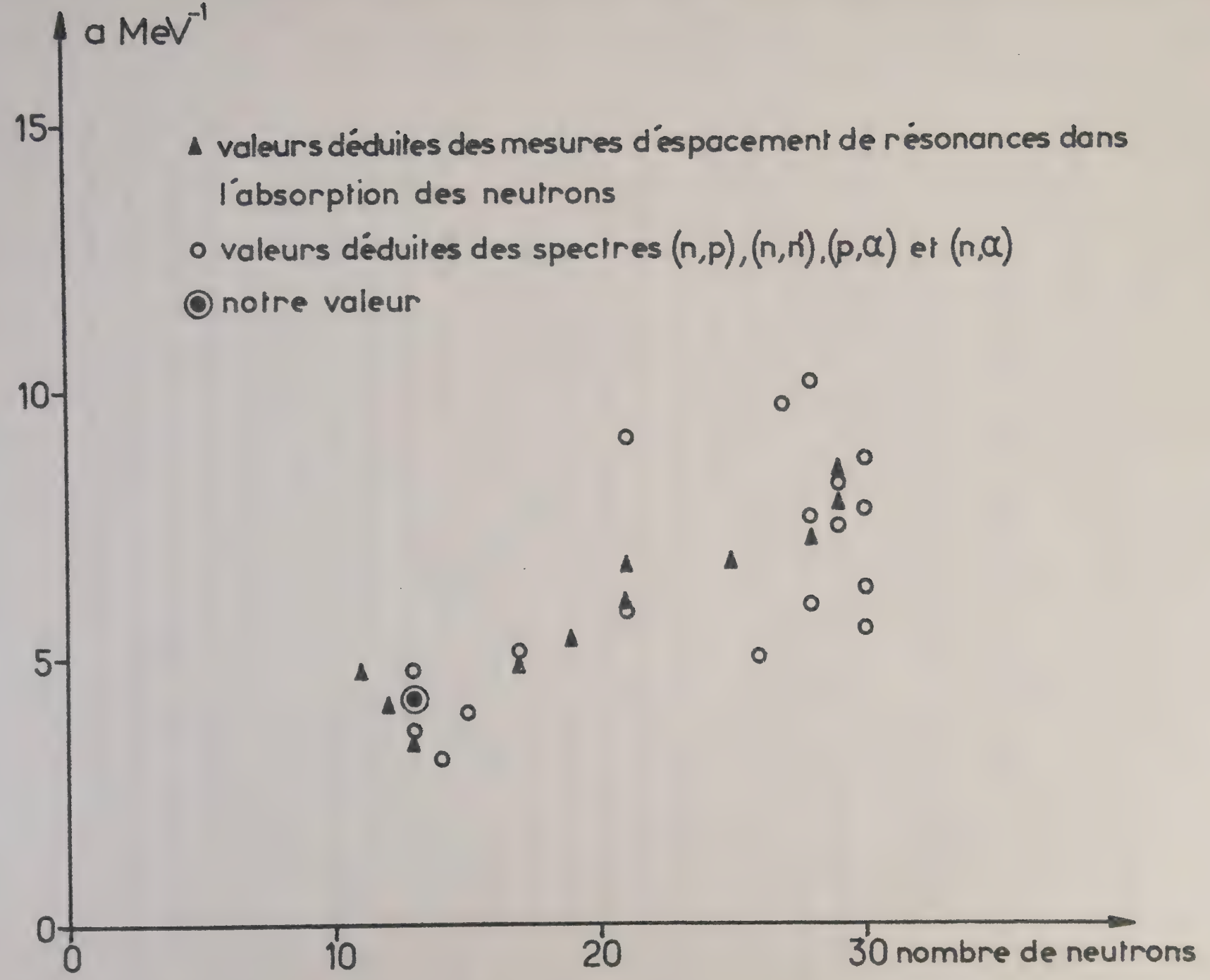

a MeV^{-1}
15
10
5
0
0
10
20
30 nombre de neutrons
▲ valeurs déduites des mesures d'espacement de résonances dans l'absorption des neutrons
o valeurs déduites des spectres (n,p),(n,n'),(p,α) et (n,α)
◉ notre valeur

fig:63

Si cette hypothèse est vérifiée, la distribution en énergie des particules α émises prend la forme :

$$N(E_\alpha).dE_\alpha \sim E_\alpha \cdot \sigma_c(E^*, E_\alpha).\exp(-\frac{E_\alpha}{T}).dE_\alpha$$

La pente de la courbe représentant $\text{Log}_e \frac{N(E_\alpha)}{E_\alpha \cdot \sigma_c(E^*, E_\alpha)}$ en fonction de E_α est alors égale à $-\frac{1}{T}$.

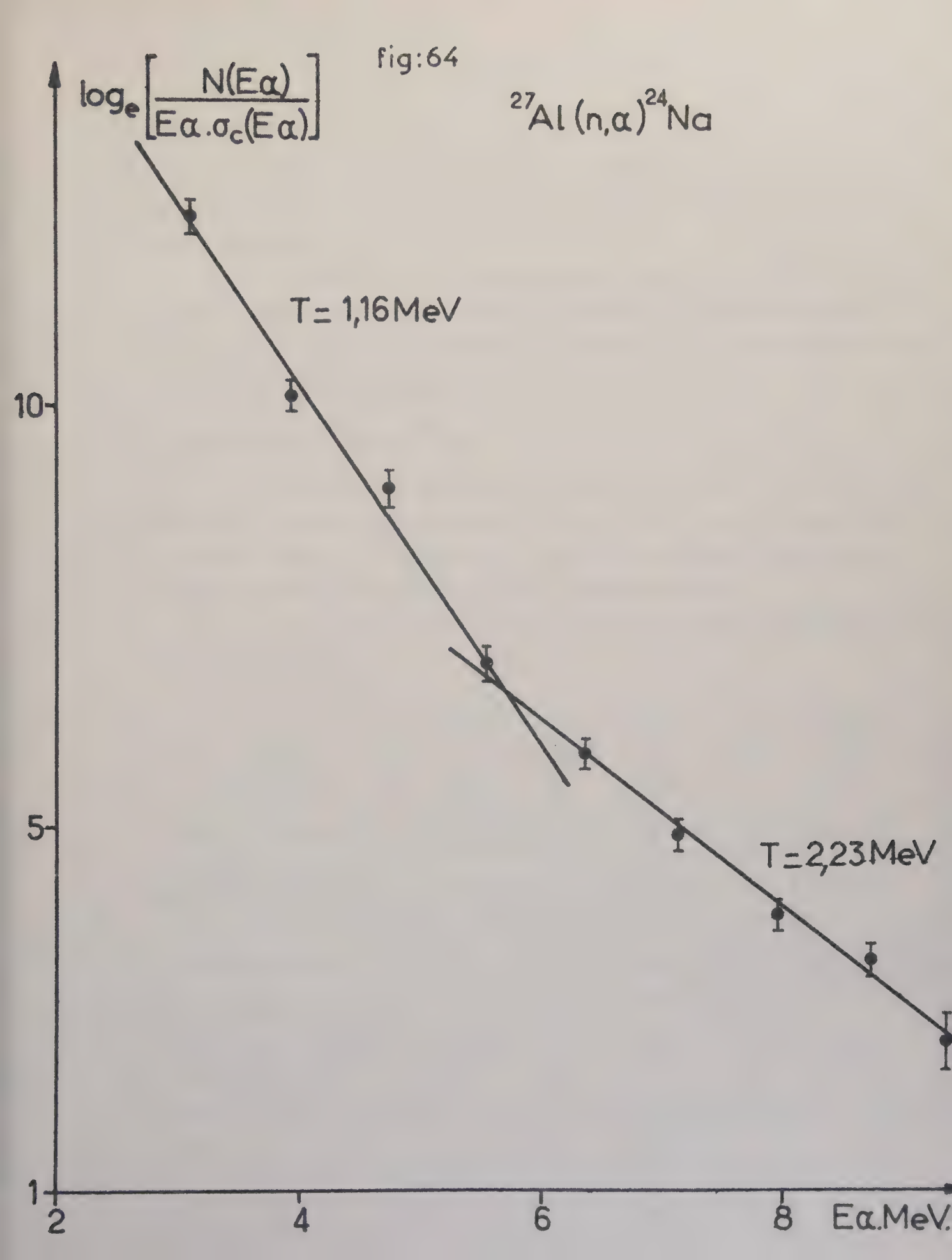
La figure 64 montre que la température nucléaire ainsi déterminée varie avec l'énergie d'excitation du noyau résiduel et que l'approximation du modèle d'évaporation ne peut pas être utilisée dans le cas de la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$ à 14,7 MeV .

Ce résultat ne saurait nous surprendre, car le contraire eût été en contradiction flagrante avec celui de la figure 62 basé sur une forme analytique différente de $\omega(E^*)$. Le désaccord montre précisément que nos résultats ont une signification physique et renforce ainsi notre opinion sur l'interprétation de la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$ par le modèle statistique.

Nous pouvons toutefois déduire de cette figure une valeur moyenne de la température nucléaire T égale à 1,58 MeV (en tenant compte des différentes probabilités d'excitation du noyau résiduel) ; cette valeur est en bon accord avec les valeurs obtenues par W. PATZAK (39) et U. SEEBECK (41) ($T = 1,50$ et $T = 1,52 \pm 0,15$) . Nous ne lui attribuerons qu'une valeur d'ordre de grandeur.

Nous avons également déterminé la section efficace de réaction en utilisant la distribution angulaire obtenue par U. SEEBECK et M. BORMANN (41) pour extrapoler nos résultats, qui correspondent à la détection des particules émises entre 0 et 140 degrés dans le système du centre de masse (la correction qui en résulte est voisine de 12 %).

fig:64


$\log_e \left[\frac{N(E\alpha)}{E\alpha . \sigma_c(E\alpha)}\right]$
$^{27}Al\,(n,\alpha)^{24}Na$
T= 1,16MeV
T=2,23MeV
10
5
1
2
4
6
8
Eα.MeV.

La valeur obtenue $\sigma = 120 \pm 30$ mb est en bon accord avec la valeur de 115,4 mb correspondant à la moyenne des résultats obtenus par de nombreux auteurs.

L'ensemble de ces comparaisons nous permet donc de conclure que notre méthode expérimentale est bien adaptée à l'étude des réactions (n,α) en ce qui concerne la définition en énergie, la forme de la distribution en énergie et la valeur absolue de cette distribution.

B - REACTION $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$

La figure 65 représente le spectre en énergie des particules α obtenu par la mesure de 5 500 traces. Comme nous avons utilisé une cible de silicium naturel, les particules α détectées proviennent des réactions (n,α) sur les 3 isotopes contenus dans le silicium naturel.

Le tableau suivant donne les principales caractéristiques de ces 3 réactions possibles.

Isotope	^{28}Si	^{29}Si	^{30}Si
Abondance	92,97 %	4,68 %	3,05 %
Chaleur de réaction	- 2,66 MeV	- 0,036 MeV	- 4,21 MeV
Energie maximum des particules α (C. M.)	10,03 MeV	12,36 MeV	8,79 MeV
Section efficace		101 ± 30 mb (91)	46 à 123 mb selon les auteurs (90-26)
Section efficace relative prévue par le modèle statistique (74) à 14,5 MeV	1,00	1,27	0,48

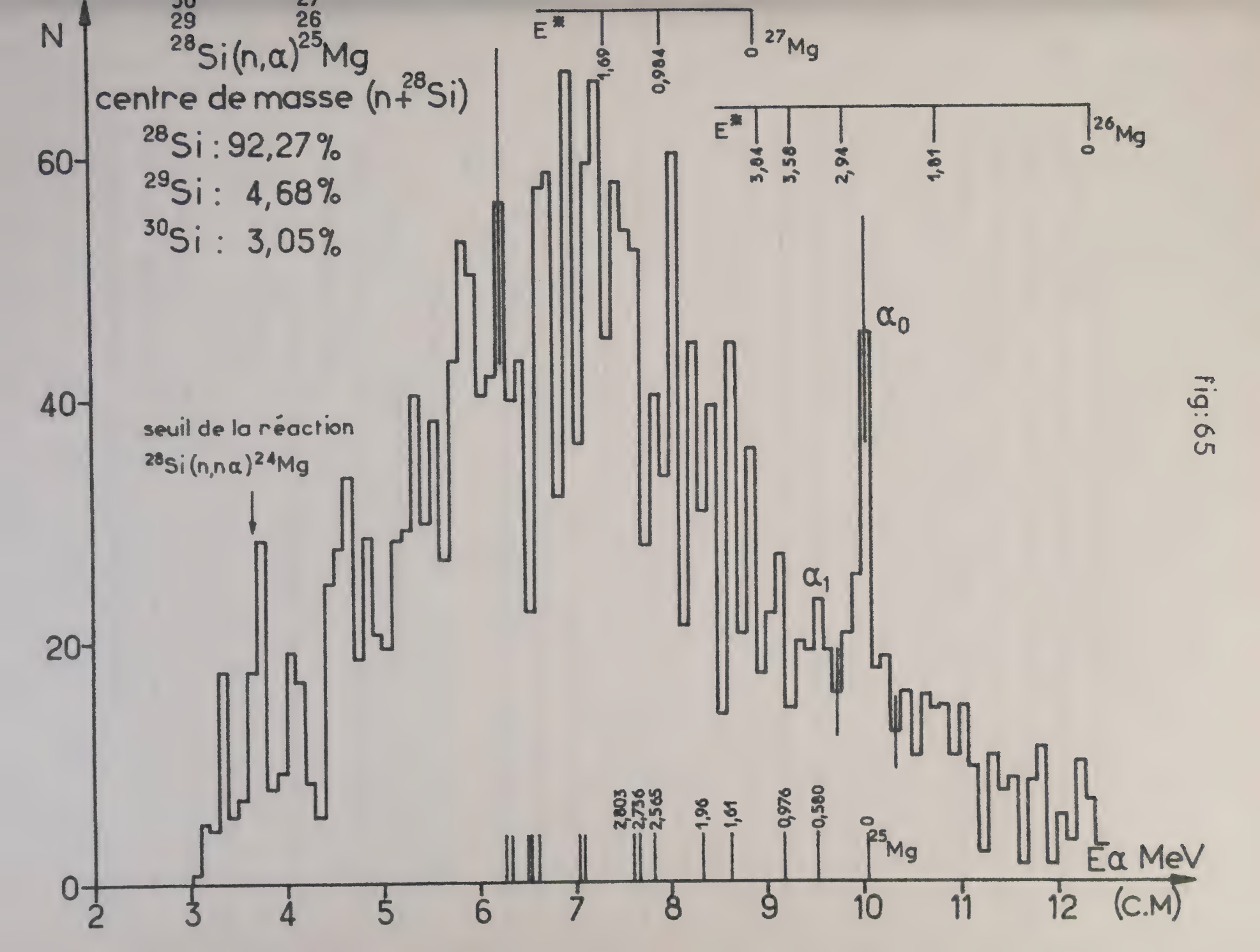

29 26
$^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$
centre de masse ($n+^{28}Si$)
^{28}Si : 92,27 %
^{29}Si : 4,68 %
^{30}Si : 3,05 %
N
E*
1,69
0,984
0 ^{27}Mg
E*
3,84
3,58
2,94
1,81
0 ^{26}Mg
α_0
α_1
seuil de la réaction
$^{28}Si(n,n\alpha)^{24}Mg$
2,803
2,756
2,565
1,96
1,61
0,976
0,580
0 ^{25}Mg
Eα MeV
(C.M)
0
20
40
60
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12

fig: 65

Nous pouvons en déduire que les réactions (n,α) sur les isotopes ^{29}Si et ^{30}Si produites par l'intermédiaire d'un noyau composé ont une faible contribution. Les nombreux spectres en énergie obtenus avec une très bonne résolution à l'aide d'une jonction au silicium servant simultanément de cible et de détecteur (90 , 92-101) montrent que l'éventuelle intervention d'interactions directes ne modifie pas cette affirmation.

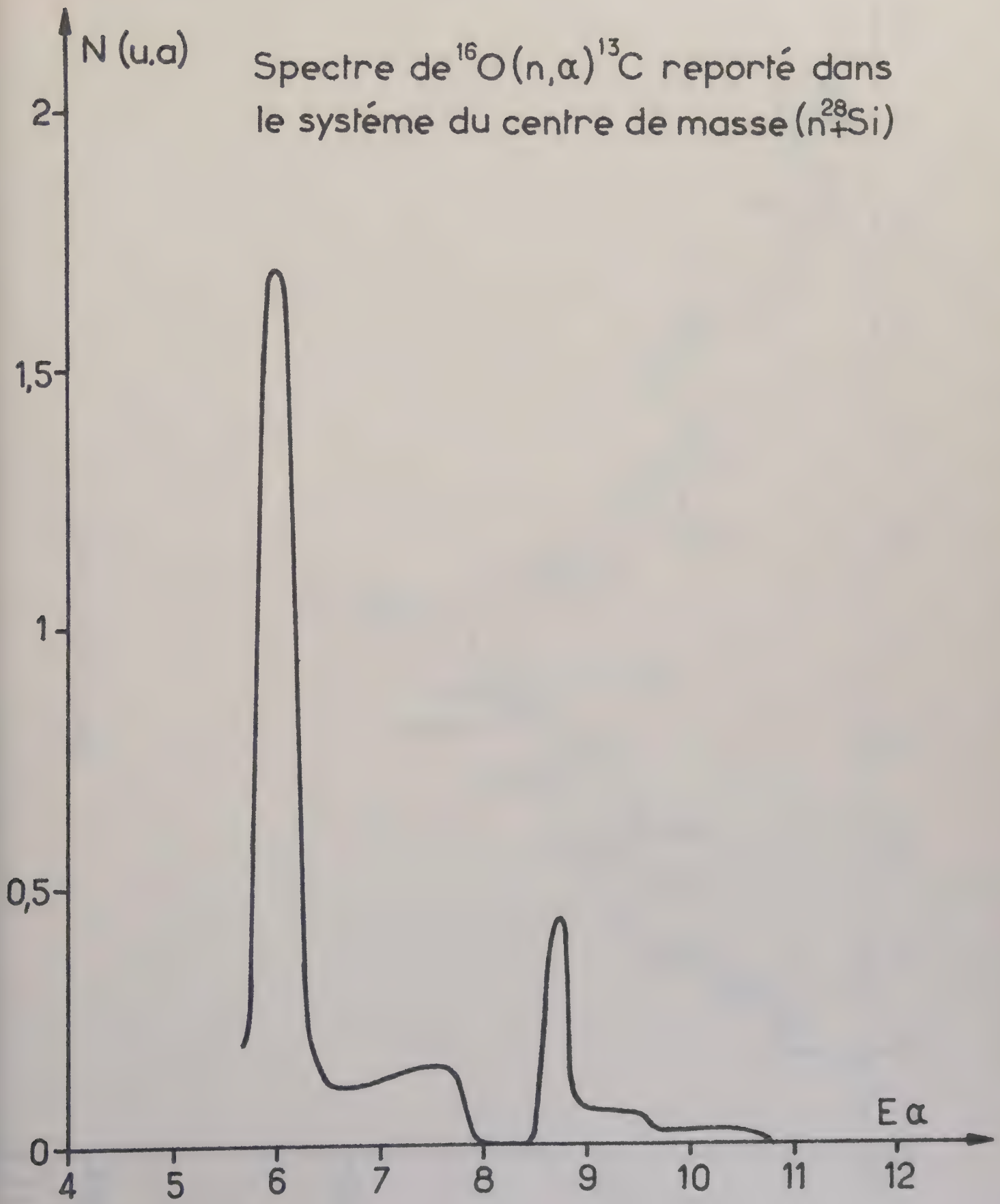
A la température ordinaire et à la pression atmosphérique, le silicium ne s'oxyde pas, mais il s'oxyde très facilement lorsqu'il est porté à des températures élevées. Une oxydation aurait donc pu se produire au moment de la préparation de la cible par évaporation, malgré la faible pression (10^{-5} mm Hg) qui régnait dans l'évaporateur. Comme la section efficace de réaction (n,α) sur l'oxygène est l'une des plus élevées (environ 300 mb), une oxydation même faible de la cible perturberait considérablement les résultats. Nous avons donc déterminé la forme de la distribution en énergie des particules α provenant de la réaction $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$, ramenée dans le système du centre de masse (n + ^{28}Si). La comparaison de la figure 65 avec la figure 66, que nous avons obtenue en utilisant nos résultats sur la réaction $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$ montre que notre cible de silicium contenait très peu d'oxygène.

Nous pouvons considérer avec une très bonne approximation que les particules α émises avec une énergie comprise entre 9 et 10,3 MeV, auxquelles nous nous intéressons plus particulièrement, proviennent de la réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$.

La figure 67 représente le spectre en énergie du bruit de fond, qui est voisin de 40 %.

Le spectre en énergie de la réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$ montre que la transition vers le niveau fondamental du noyau résiduel est nettement favorisée, comme l'avaient déjà remarqué les différents auteurs qui ont étudié cette réaction à l'aide des jonctions au silicium.

fig: 66


N (u.a)
Spectre de $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$ reporté dans le systéme du centre de masse ($n+^{28}Si$)
2
1,5
1
0,5
0
4
5
6
7
8
9
10
11
12
E α

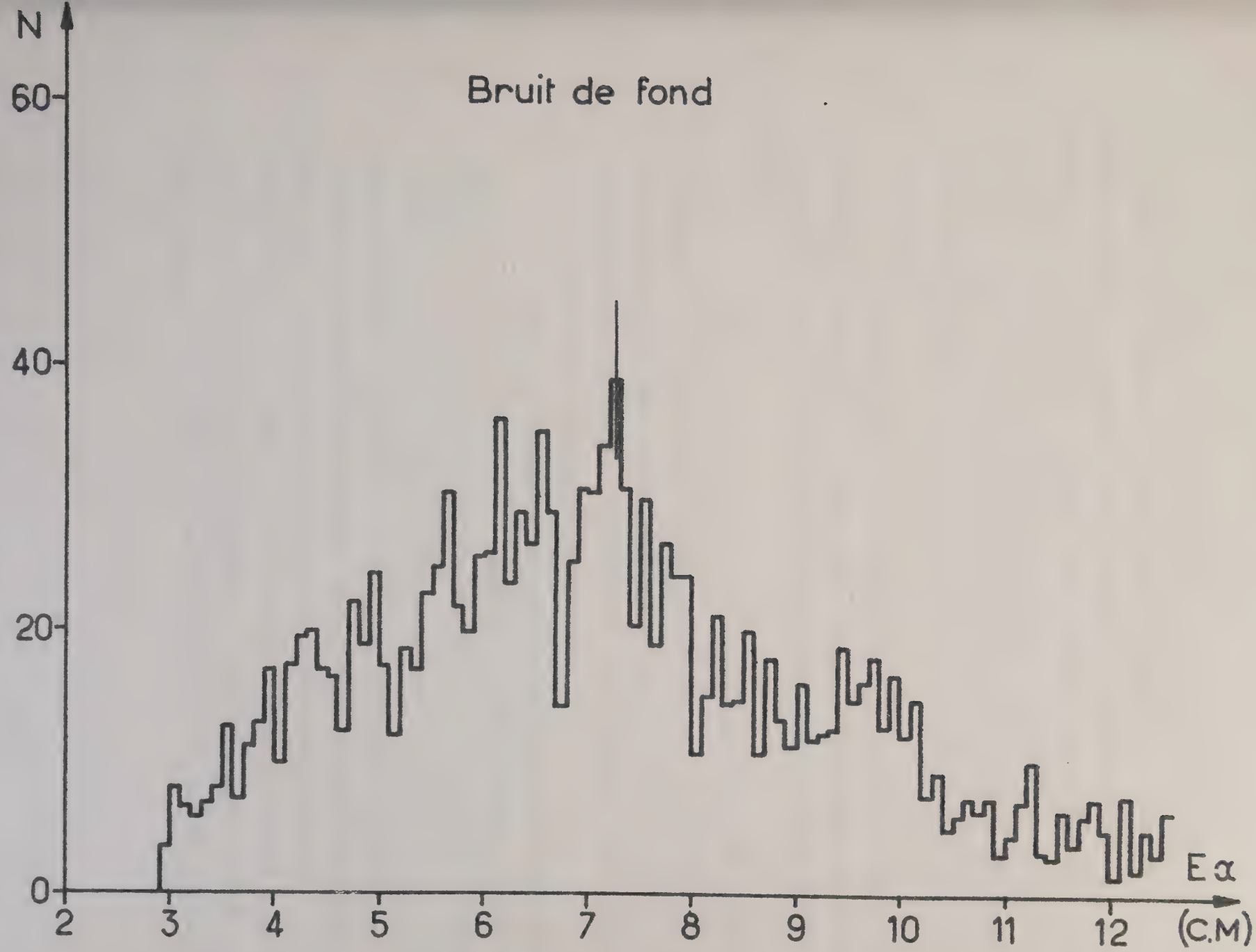


fig:67

Nous pouvons d'autre part constater que ce spectre a une forme différente de celle qui est prévue par le modèle d'évaporation . En effet, selon ce modèle, le spectre devrait présenter un maximum pour une énergie égale à B + T où B est la hauteur de la barrière coulombienne et T la température nucléaire du noyau résiduel ; comme B est légèrement inférieur à 4 MeV et que T est voisin de 1, 5 MeV, nous devrions donc obtenir un maximum au voisinage de 5, 5 MeV alors que ce maximum se présente entre 7 et 7, 5 MeV.

Cette différence, que nous n'avons pas observée dans le cas de la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$, permet déjà de prévoir une contribution importante d'interactions directes favorisant l'émission des particules α de plus grande énergie.

Un tel déplacement de la distribution en énergie des particules α vers les grandes énergies sera également observé par N. CINDRO et ses collaborateurs (102) dans le cas des réactions (n,α) sur les noyaux lourds ; une conclusion identique en sera déduite, et cette conclusion sera corroborée par la forme des distributions angulaires.

Nous nous proposons de tester cette hypothèse sur les distributions angulaires ; en effet, comme nous l'avons déjà remarqué, la définition en énergie des neutrons incidents (430 keV) est très supérieure à la largeur de cohérence Γ du noyau composé ^{29}Si formé avec une énergie d'excitation voisine de 23 MeV (en utilisant la fonction de corrélation d'ERICSON, I. IORI et G.S. MANI (100) d'une part, et L. COLLI et ses collaborateurs (99) d'autre part, ont respectivement obtenu par l'étude de la réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$ Γ = 85 keV et Γ = 90 keV , valeurs voisines de la valeur de 60 $\pm$ 10 keV obtenue par L. PAPINEAU et ses collaborateurs (103) à l'aide de la réaction $^{27}Al(d,\alpha)^{25}Mg$, sensiblement à la même énergie d'excitation).

La contribution à la réaction du mécanisme du noyau composé devra donc avoir une distribution angulaire symétrique par rapport à 90 degrés.

La distribution angulaire globale n'est pas significative car les particules α de faible énergie dans le système du centre de masse sont détectées avec une meilleure efficacité lorsqu'elles sont émises vers l'avant (leur énergie dans le système du laboratoire est plus élevée).

La figure 68 représente la distribution angulaire des particules α émises avec une énergie comprise entre 6,0 et 10,4 MeV dans le système du centre de masse (les particules α d'énergie supérieure à 6 MeV sont détectées avec une efficacité voisine de 100 % quel que soit leur angle d'émission). Cette distribution angulaire est fortement dissymétrique par rapport à 90 degrés, ce qui met clairement en évidence l'intervention de mécanismes d'interaction directe.

Pour obtenir des renseignements plus précis sur ces mécanismes, nous avons tracé les distributions angulaires des particules α correspondant à des niveaux bien déterminés du noyau résiduel. Pour des particules α d'énergie comprise entre 9 et 10 MeV et correspondant à une transition donnée, nous devons nous attendre à une résolution en énergie σ d'environ 420 keV ($\sigma^2 \simeq \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_c^2 + \sigma_{mes}^2}$ où σ_n = 360 keV est dû à la dispersion en énergie des neutrons incidents, σ_c = 50 keV est la dispersion moyenne produite par la variation de la perte d'énergie dans la cible avec l'angle d'incidence des particules α, et $\sigma_{mes} \simeq$ 200 keV est la dispersion due au détecteur et aux observateurs). Cette valeur correspond sensiblement à la résolution du groupe de particules α correspondant à la transition vers le niveau fondamental du noyau résiduel.

Les figures 69 et 70 représentent les distributions angulaires, normalisées en valeur absolue sur les sections efficaces moyennes déterminées par L. COLLI (99), des groupes de particules α associés au niveau fondamental et au premier niveau excité du magnésium 25. L'émission vers l'ar-

fig:68

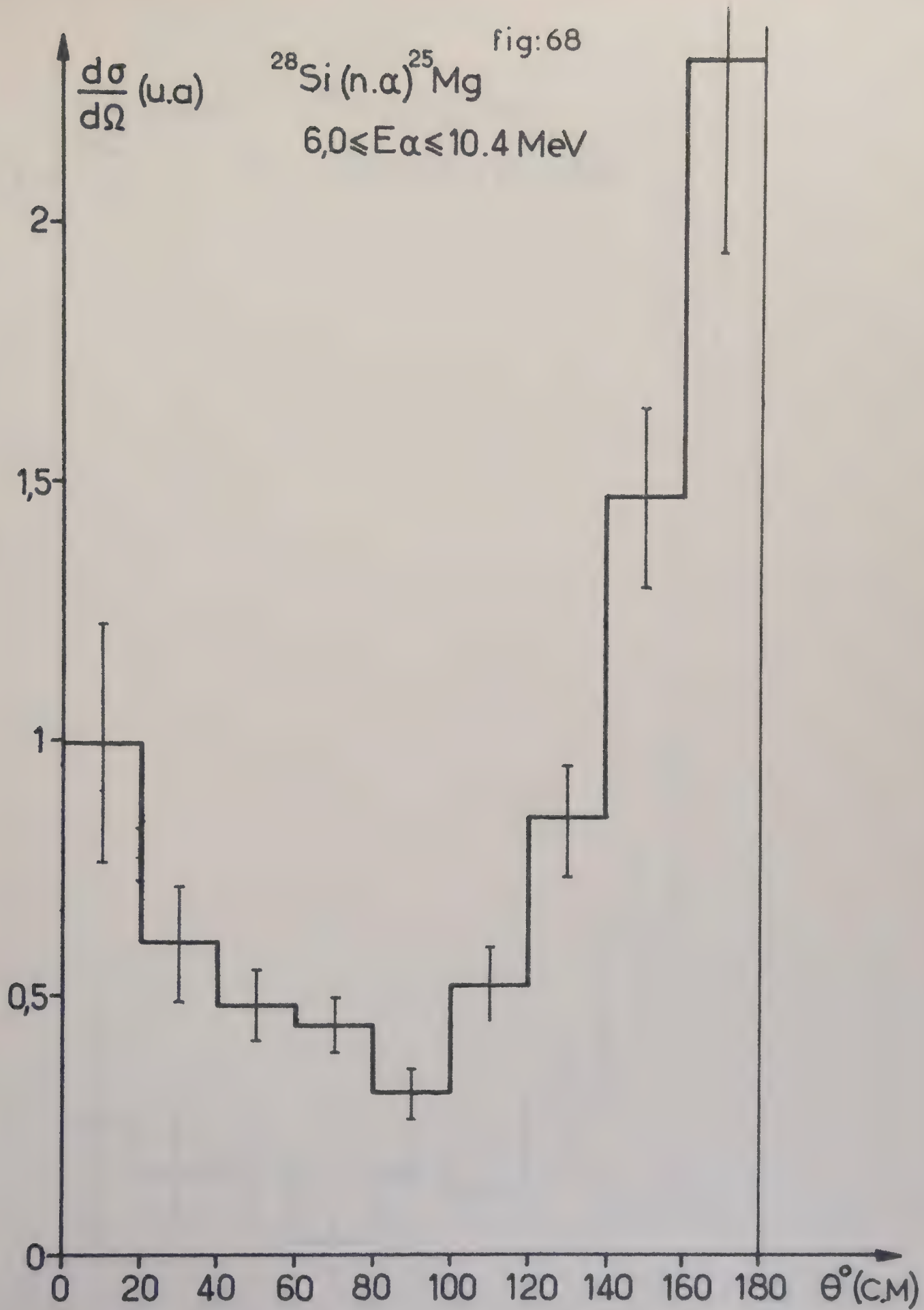
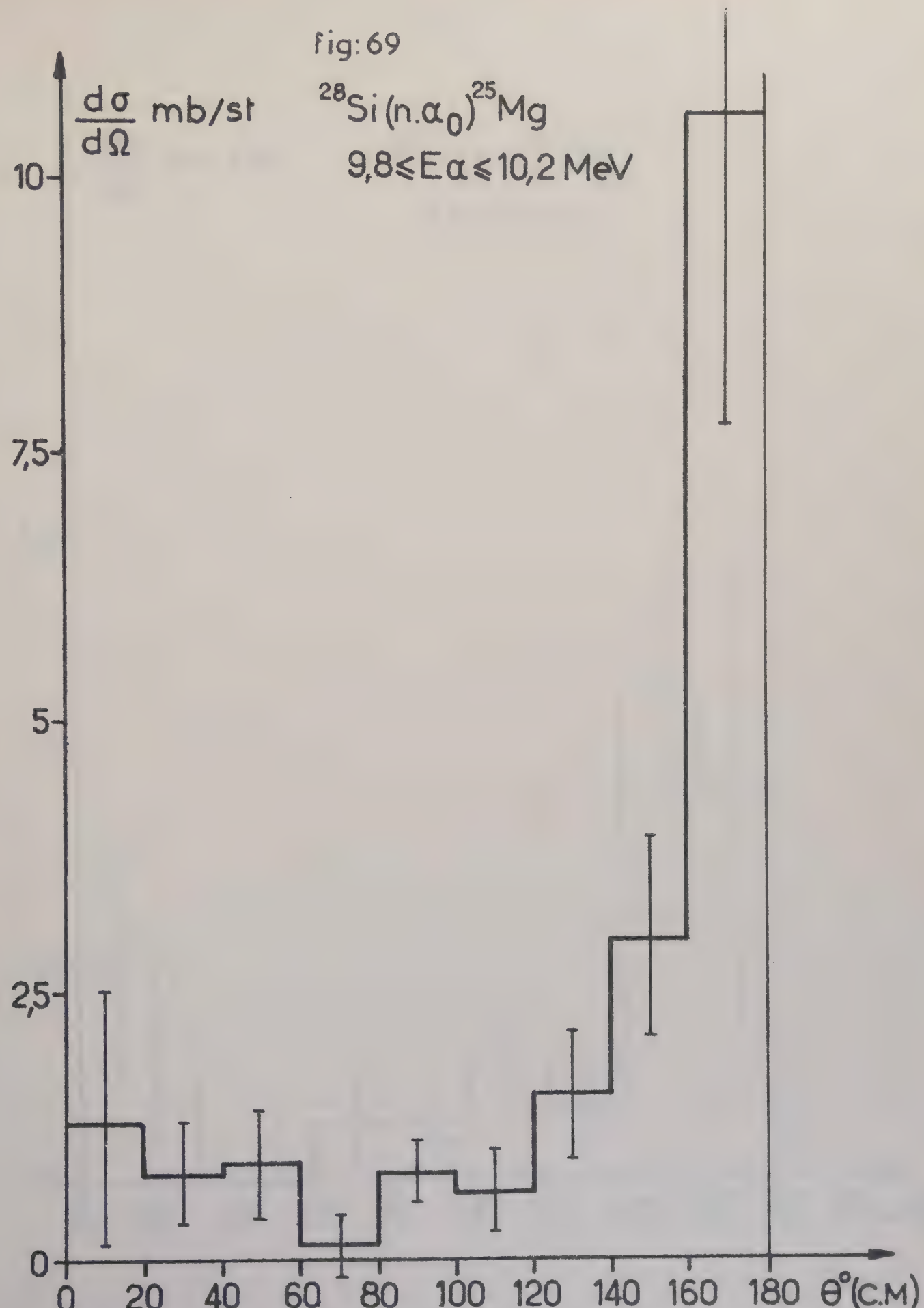

dσ/dΩ (u.a)
$^{28}Si(n.\alpha)^{25}Mg$
6,0≤Eα≤10.4 MeV
2
1,5
1
0,5
0
0
20
40
60
80
100
120
140
160
180
θ°(C.M)

fig: 69


dσ/dΩ mb/st
$^{28}Si(n.\alpha_0)^{25}Mg$
9,8≤Eα≤10,2 MeV
10
7,5
5
2,5
0
0 20 40 60 80 100 120 140 160 180 θ°(C.M)

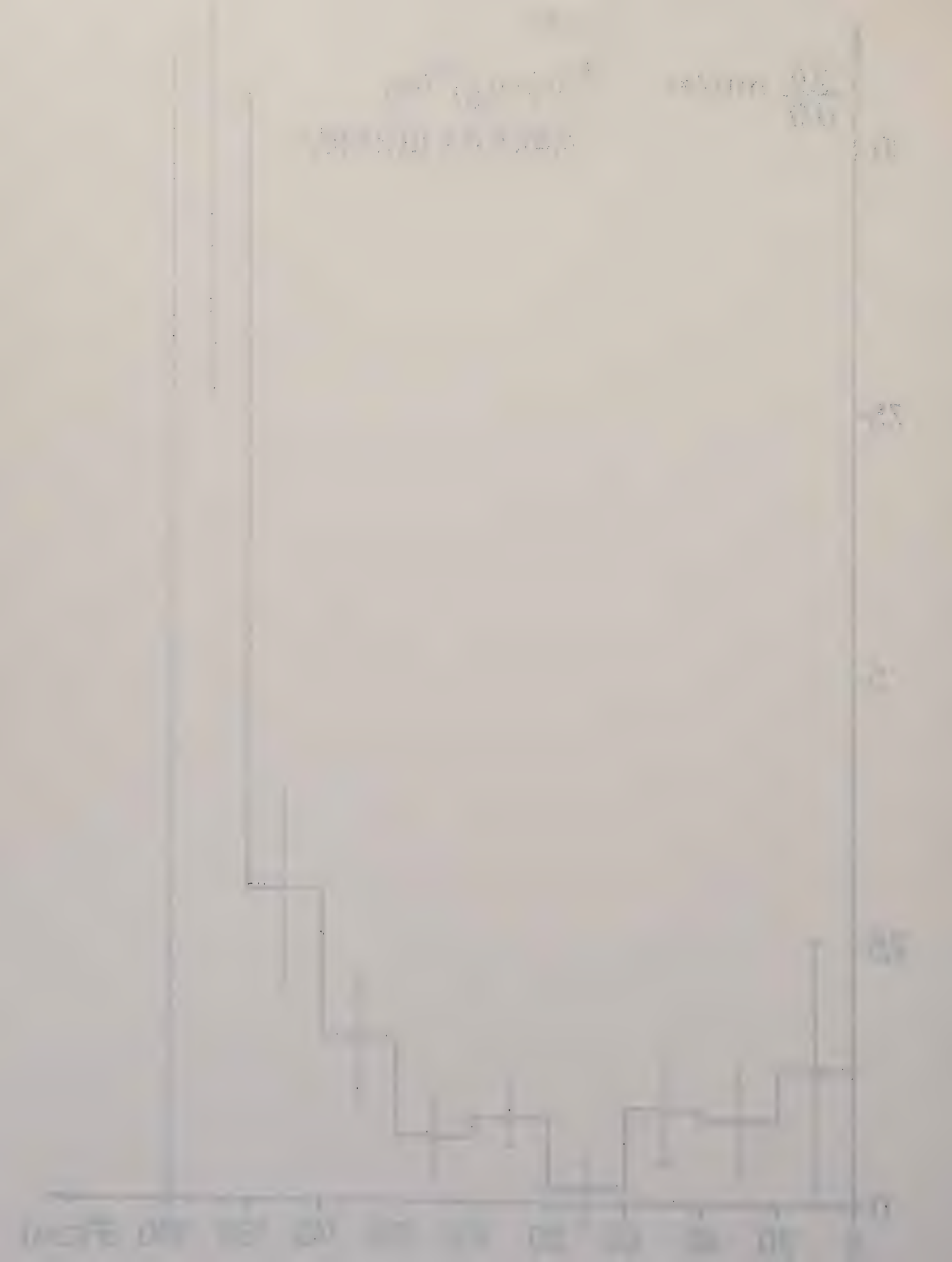
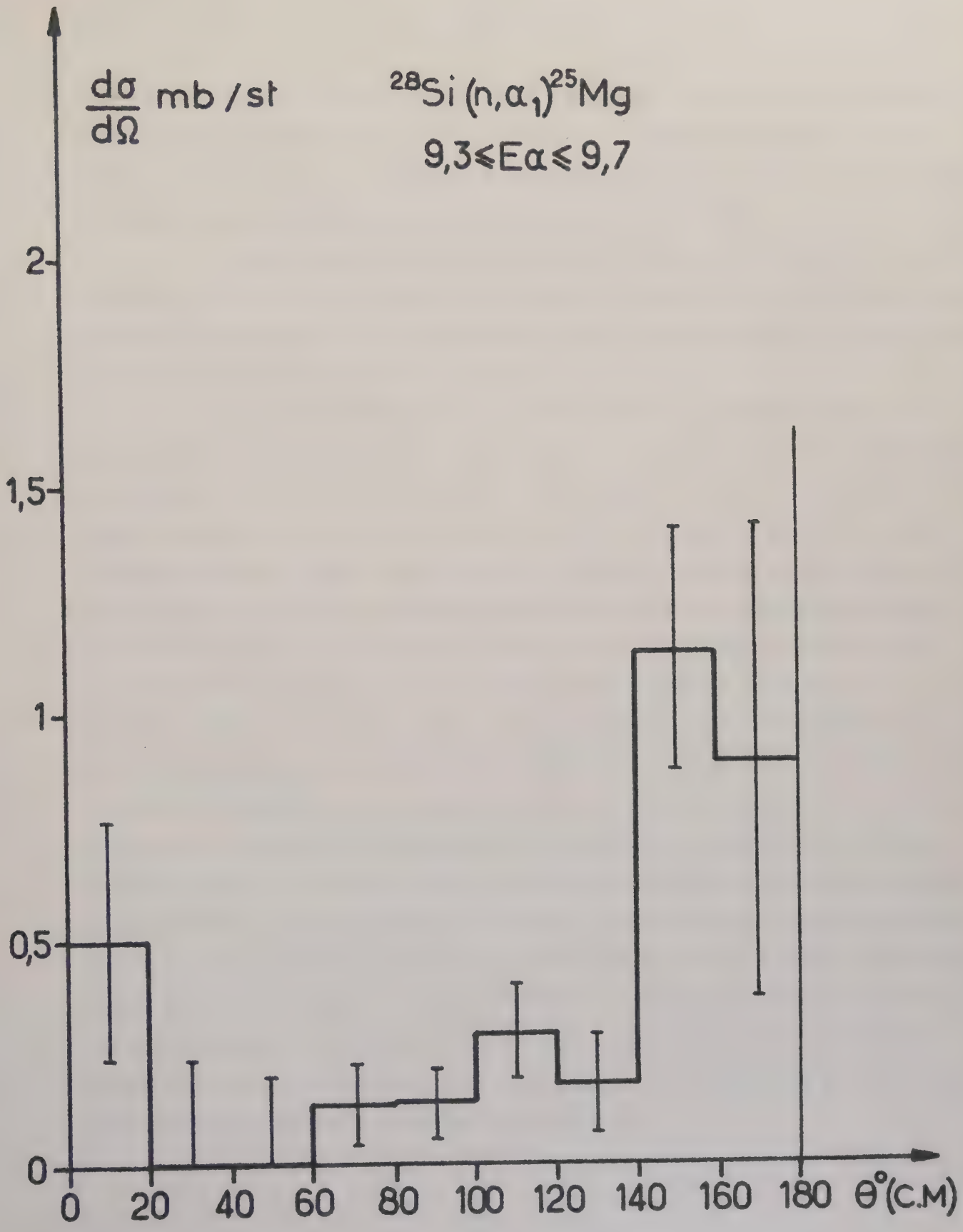


fig: 70


dσ/dΩ mb/st
28Si (n,α1)25Mg
9,3≤Eα≤9,7
2
1,5
1
0,5
0
0 20 40 60 80 100 120 140 160 180 θ°(C.M)

rière est nettement favorisée dans les 2 cas (une réévaluation des surfaces d'émulsion dépouillées respectivement sous la cible de silicium et à l'extérieur de cette cible pour obtenir le bruit de fond, nous a amenés à modifier très légèrement les résultats prédédemment publiés (104) :

Depuis que nous avons effectué ce travail, en 1964, deux études analogues ont été faites à Berlin et à Milan à l'aide de 2 jonctions au silicium montées en coïncidence et de dispositifs complexes permettant de savoir dans quelle jonction s'est produite la réaction.

H. MORGENSTERN, D. HILSCHER et J. SCHEER (54) ont obtenu à 13,95 MeV des distributions angulaires par niveaux dissymétriques par rapport à 90 degrés dont la forme varie assez fortement d'un niveau à l'autre, ce qui peut s'expliquer dans le cadre de la théorie des fluctuations d'ERICSON puisque cette expérience était effectuée avec des neutrons monoénergétiques. Ces auteurs ont également obtenu les distributions angulaires pour les transitions vers le niveau fondamental et le premier niveau excité (0,580 MeV) du magnésium 25, en utilisant des neutrons incidents de $14,6 \pm 0,1$ MeV ; à ce sujet, nous devons remarquer que les conditions expérimentales données par ces auteurs (neutrons produits par l'interaction de deutons de 300 keV avec une cible épaisse de tritium et émis dans une direction faisant un angle de 20 degrés avec la direction du faisceau de deutons) nous ont permis de calculer pour les neutrons incidents une énergie moyenne de 14,85 MeV et une dispersion en énergie moyenne dont la valeur minimum (obtenue en supposant un rendement de 100 % de la source d'ions de l'accélérateur en ions atomiques) est égale à 600 keV ; en tenant compte de la résolution en énergie à la détection, qui semble être voisine de 350 keV dans l'expérience avec les neutrons monoénergétiques, la résolution globale pour cette seconde expérience doit atteindre 700 keV.

Ces deux distributions angulaires présentent une faible remontée vers l'arrière et une forte remontée vers l'avant, en contradiction avec nos résultats.

P. FORTI, E. GADIOLI et A. MARINI (53) ont également étudié cette même réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$ dans des conditions assez voisines des nôtres puisqu'ils ont utilisé des neutrons incidents de 14,8 MeV avec une définition en énergie voisine de 300 keV. La résolution en énergie (650 keV pour les particules α émises à 95°) ne permet pas de séparer les particules α correspondant à une transition donnée, mais les 2 distributions angulaires correspondant respectivement aux transitions vers les 2 plus bas niveaux du noyau résiduel et aux transitions vers les 3 niveaux suivants ont été obtenus entre 10 et 145 degrés. Les figures 71 et 72, sur lesquelles nous comparons les résultats de ces deux travaux avec les nôtres montrent un accord assez satisfaisant entre nos mesures et celles de P. FORTI (toutes deux normalisées en valeur absolue par comparaison avec les sections efficaces moyennes obtenues par L. COLLI et ses collaborateurs (99)) et un désaccord flagrant, que nous ne nous expliquons pas, entre ces deux résultats et celui de H. MORGENSTERN.

En utilisant la section efficace moyenne déterminée par L.COLLI pour les transitions vers les 4 plus bas niveaux du noyau résiduel, nous trouvons pour la réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$ une section efficace globale de 160 mb ; or, la section efficace calculée par D.G. GARDNER et YU-WEN-YU (74), à l'aide de leur relation empirique basée sur le modèle du noyau composé (en ce qui concerne les sections efficaces relatives entre les différents isotopes), et ajustée sur un grand nombre de mesures de sections efficaces, est égale à 104 mb. Comme les sections efficaces qui ont servi à l'étalonnage de cette relation peuvent déjà comprendre une contribution d'interactions directes,

fig:71

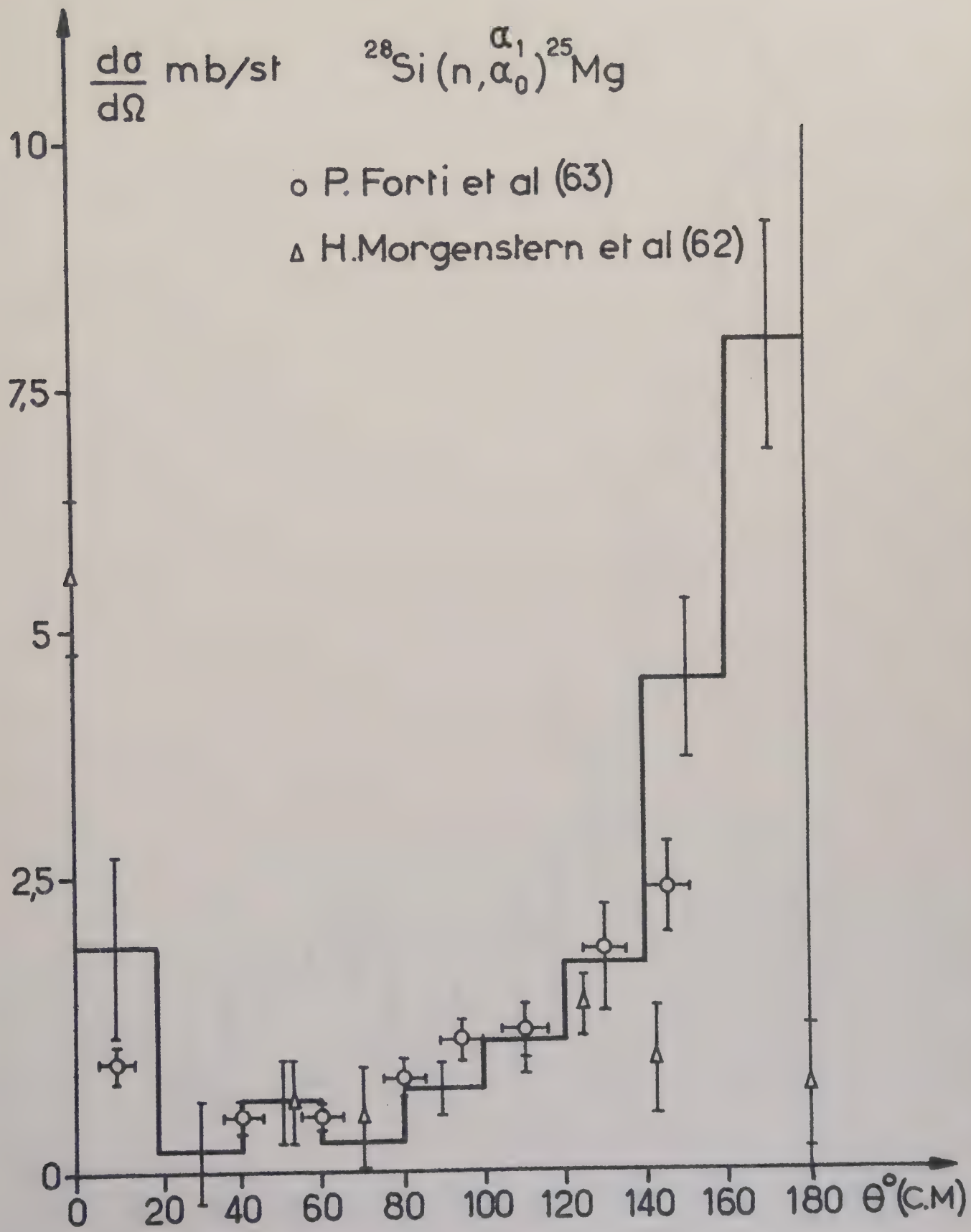
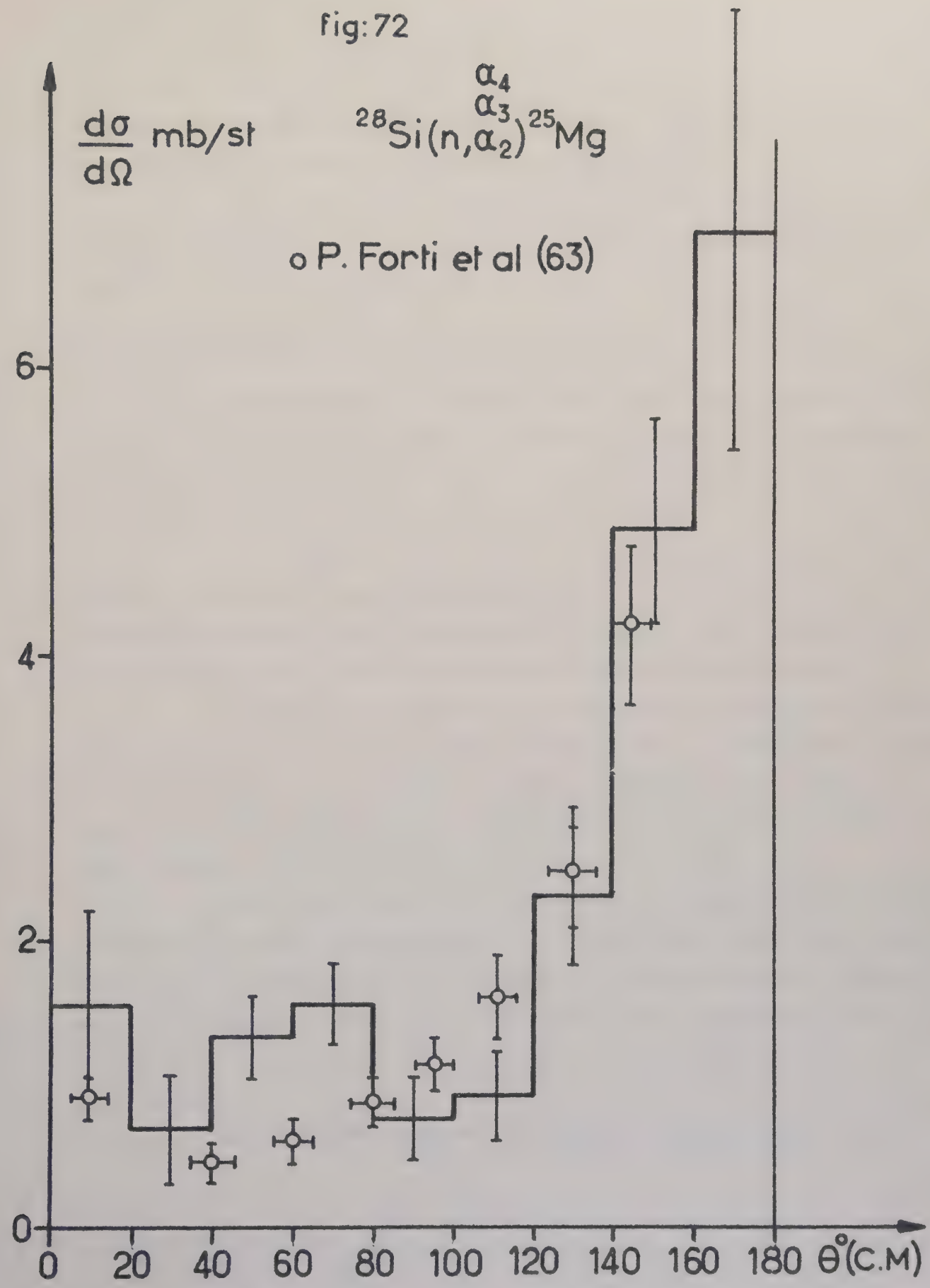
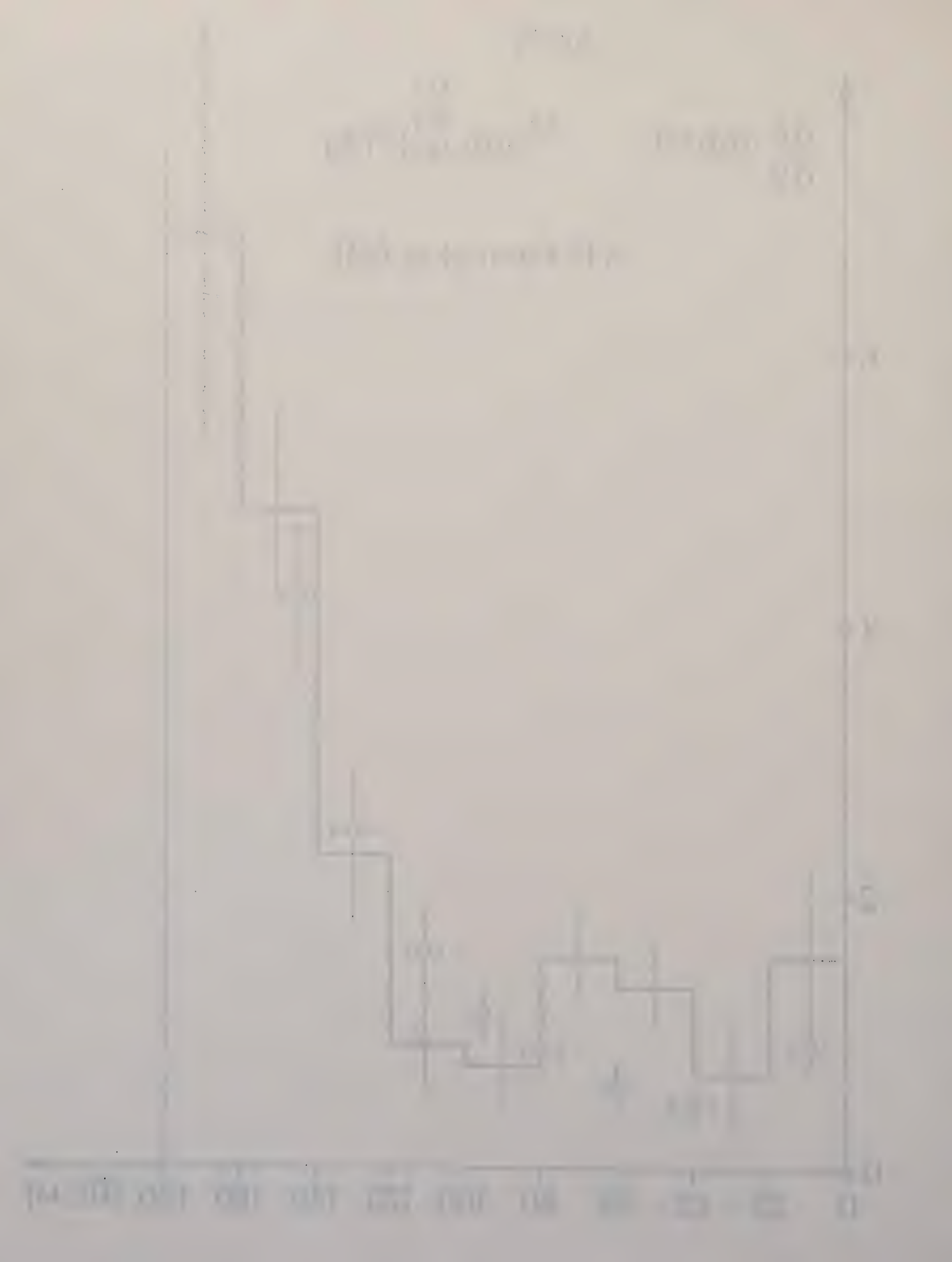

dσ/dΩ mb/st
$^{28}Si(n,\alpha_0)^{25}Mg$
α_1
o P. Forti et al (63)
Δ H.Morgenstern et al (62)
10
7,5
5
2,5
0
0 20 40 60 80 100 120 140 160 180 θ°(C.M)

fig: 72


α_4
α_3
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mb/st
$^{28}Si(n,\alpha_2)^{25}Mg$
o P. Forti et al (63)
6
4
2
0
0
20
40
60
80
100
120
140
160
180
θ°(C.M)



nous pouvons en déduire pour la réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$ une contribution minimum des mécanismes d'interaction directe de 35 % .

Nous verrons au cours du Chapitre suivant quels sont les mécanismes d'interaction directe compatibles avec la forme des distributions angulaires.

C - REACTION $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$

Pour étudier cette réaction, nous avons mesuré plus de 12 000 traces de particules α . La figure 73 représente le spectre en énergie des particules α émises entre 20 et 160 degrés dans le système du centre de masse, ainsi que le bruit de fond que nous avons soustrait.

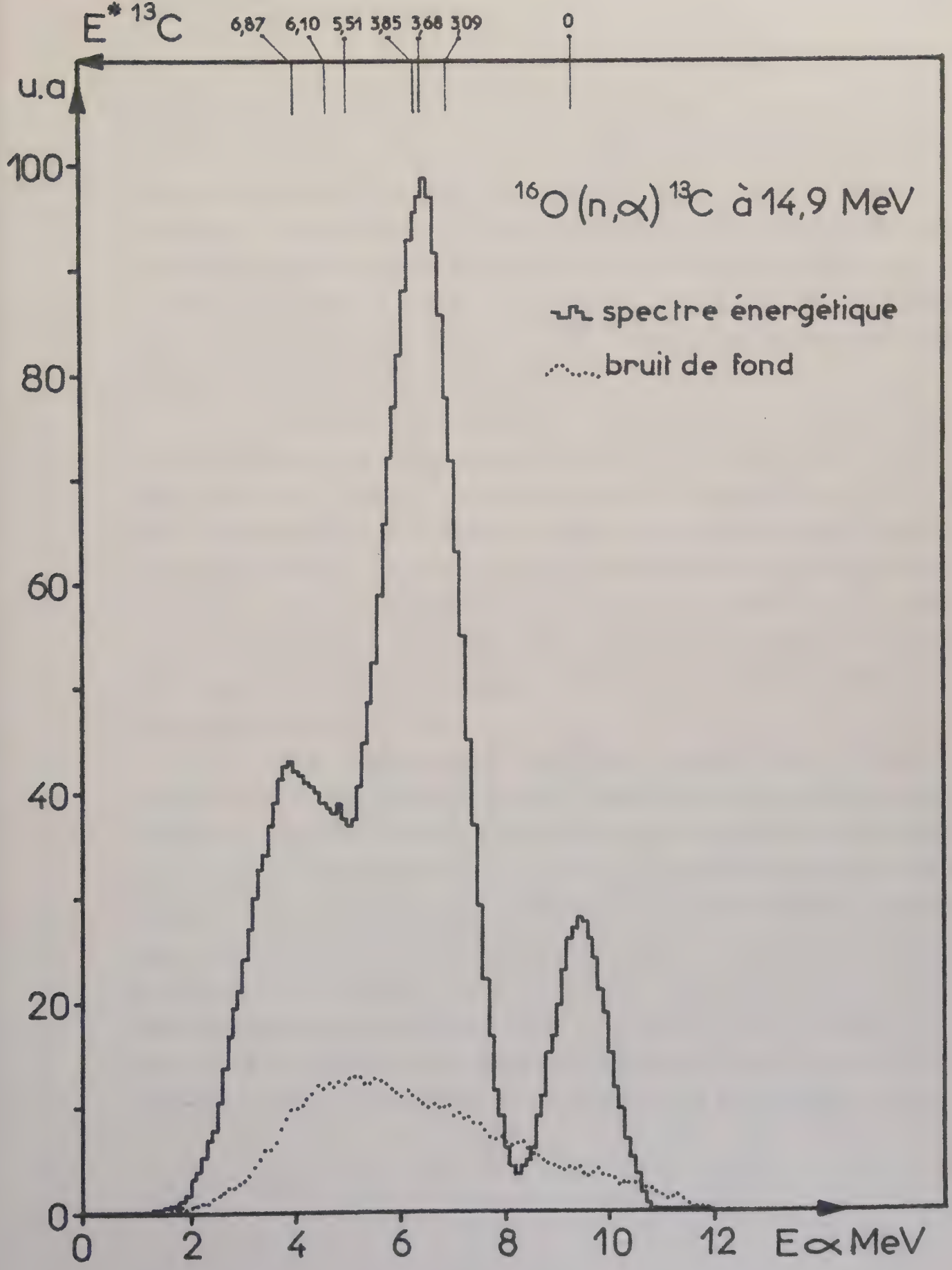
La comparaison de ce spectre avec celui que nous avons obtenu pour la réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$ (figure 65) met clairement en évidence l'intérêt de la méthode de traitement des mesures que nous avons adoptée dans cette étude pour obtenir des groupes de particules α bien définis.

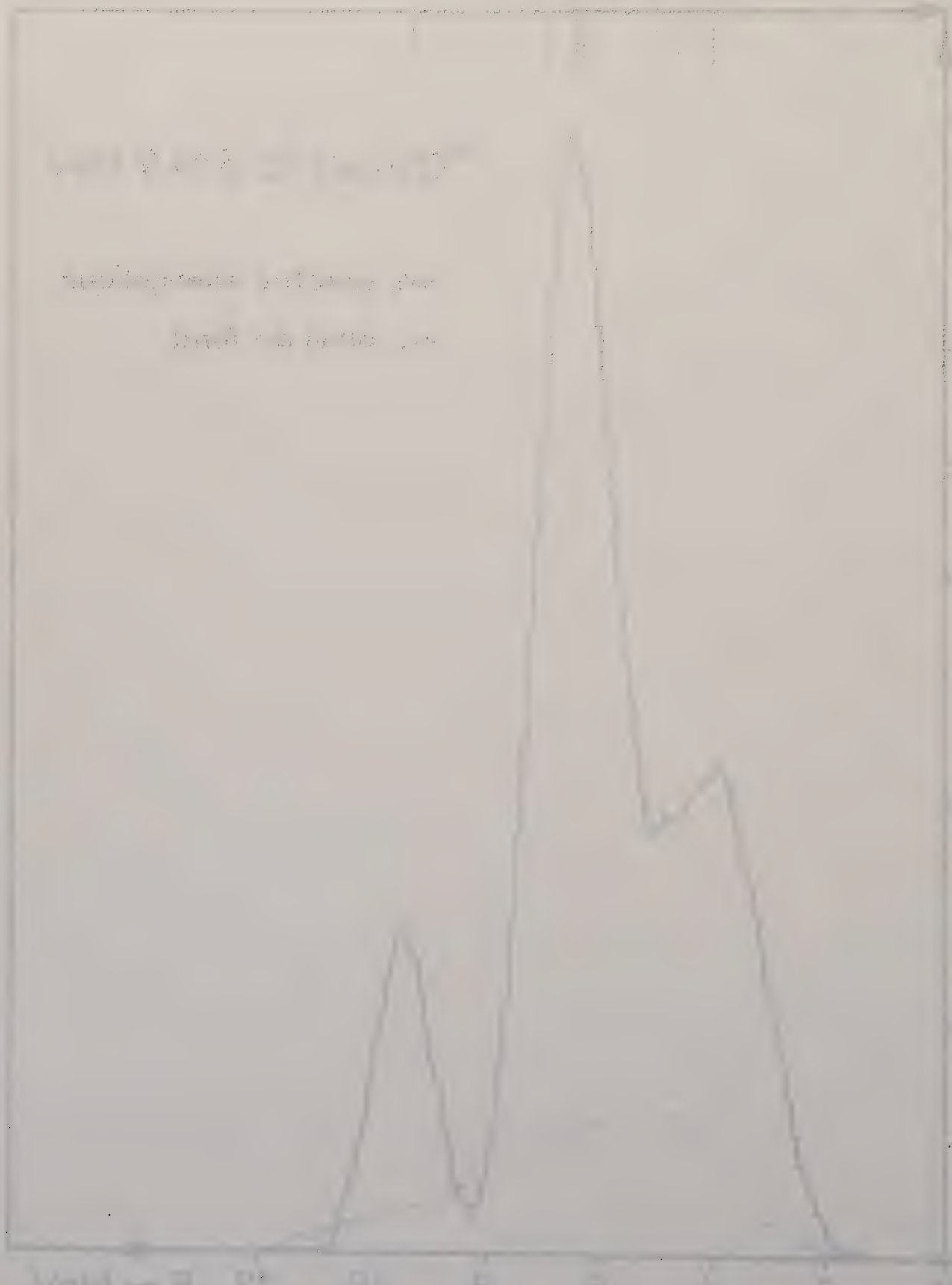
Le groupe de particules α correspondant à la transition vers le niveau fondamental du noyau résiduel est bien séparé, et peu intense, comme le laissaient prévoir les résultats de A.B. LILLIE (45). Nous obtenons également un groupe très intense correspondant aux transitions vers les niveaux de 3,09, 3,68 et 3,85 MeV, qui ne sont pas résolus.

Nous avons obtenu une section efficace totale de 250 mb ; compte tenu du fait que cette section efficace est mesurée à 30 % près et que nous ne détectons ni les particules α de faible énergie, ni les particules α émises entre 0 et 20 degrés et entre 160 et 180 degrés dans le système du centre de masse, cette valeur est en accord avec les 310 ± 13 mb obtenus par A.B. LILLIE.

Etant donnée l'épaisseur relativement importante de la cible

fig: 73


E* 13C
6,87
6,10
5,51
3,85
3,68
3,09
0
u.a
100
80
60
40
20
0
0
2
4
6
8
10
12
E∝ MeV
16O (n,∝) 13C à 14,9 MeV
spectre énergétique
bruit de fond

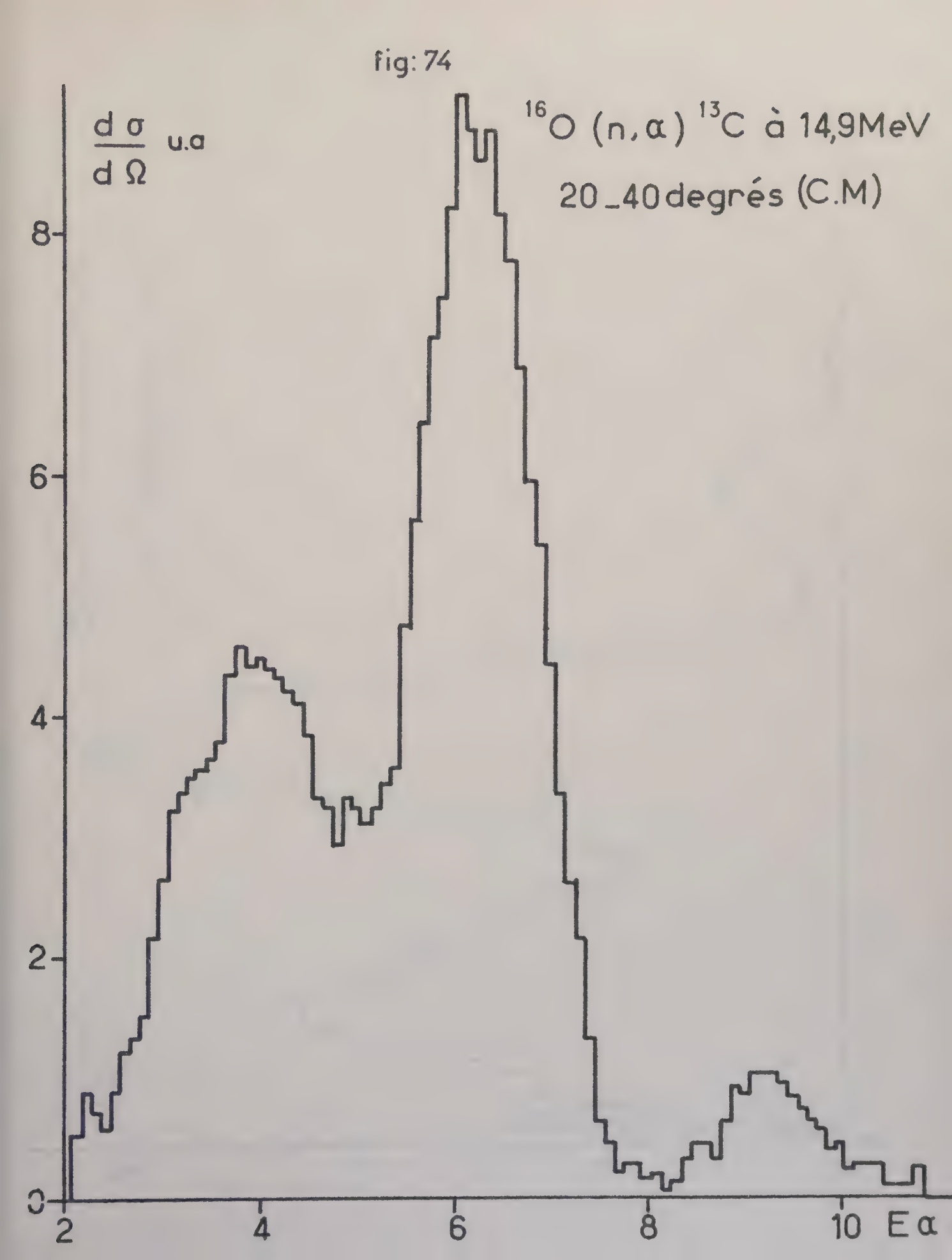


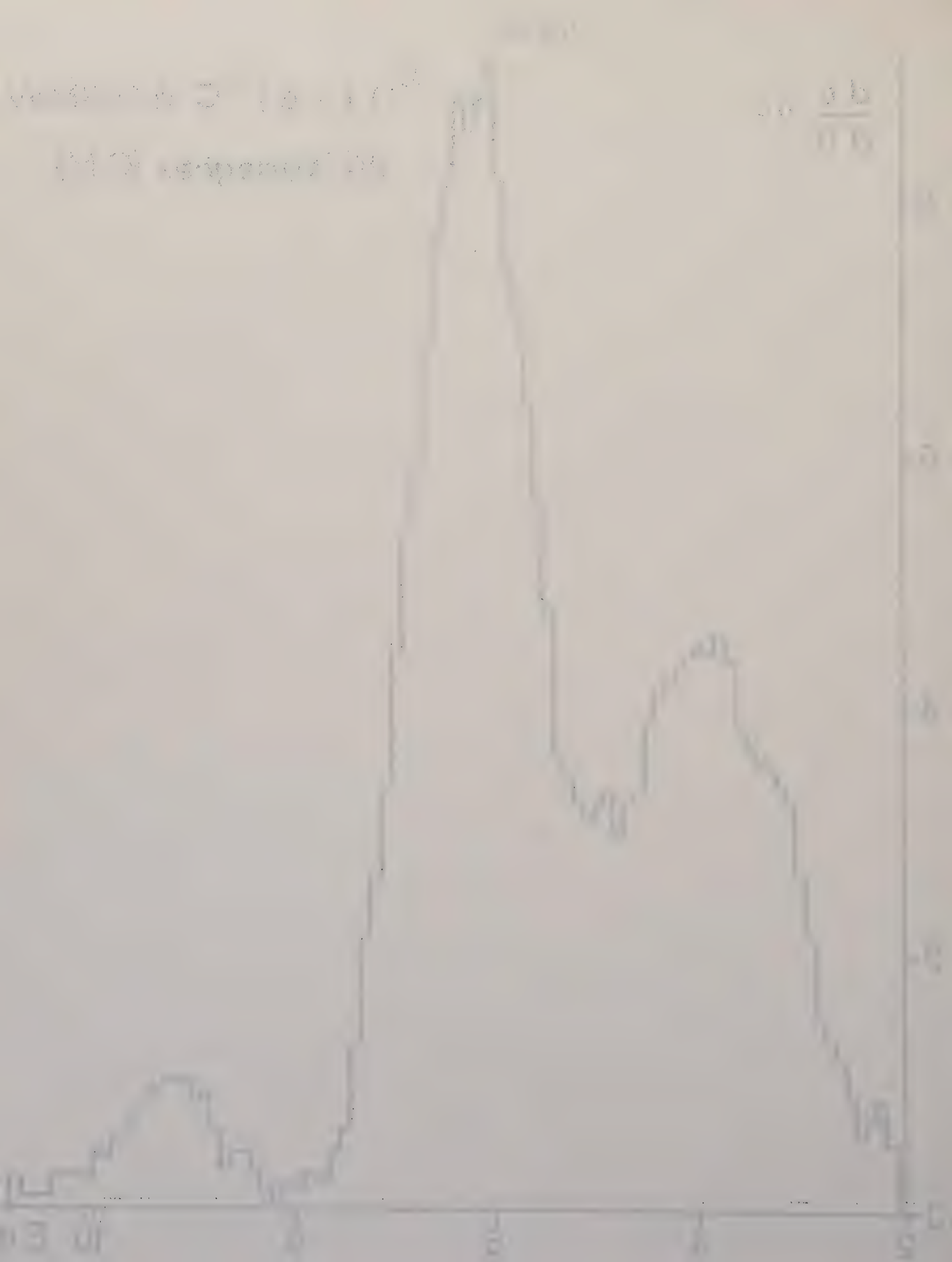
(1,02 mg/cm^2), nous ne pouvons pas, comme nous l'avons fait dans le cas de la réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$, obtenir les distributions angulaires en supposant la résolution en énergie totale indépendante de l'angle d'émission des particules α ; nous avons donc déterminé les spectres en énergie partiels, par plages angulaires de 20 degrés d'ouverture, entre 20 et 160 degrés dans le système du centre de masse. Les figures 74 à 80 représentent ces spectres partiels avec en ordonnée la valeur $\frac{N(E_\alpha)}{\Delta\Omega}$ où $\Delta\Omega$ est l'angle solide correspondant à la plage angulaire considérée.

Bien que faible, la contribution relative de la transition vers le niveau fondamental est cependant 2 fois plus élevée dans notre travail que dans celui de A.B. LILLIE ; nous avons attribué cette différence au fait que A.B. LILLIE utilise une chambre à diffusion dont les dimensions géométriques sont faibles par rapport au parcours des particules α de plus grande énergie (ce qui réduit l'efficacité de détection de ces particules). La toute récente étude de YUI N-CHI HSU, CHIA-YI HUANG et CHING-CHING CHANG (56) effectuée à l'aide d'une chambre de Wilson de grandes dimensions confirme nos résultats à ce sujet.

Nous avons obtenu la distribution angulaire des particules α laissant le noyau résiduel dans son état fondamental (figure 81) par intégration sur les spectres partiels, sauf pour la plage angulaire 140-160 degrés pour laquelle nous avons adopté la méthode de séparation des pics que nous exposerons au sujet de la réaction $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$. Pour effectuer cette séparation, nous avons analysé le groupe de particules α correspondant aux niveaux de 3,09, 3,68 et 3,85 MeV ; nous avons tout d'abord tenté d'utiliser les distributions angulaires données par A.B. LILLIE pour les transitions vers le niveau de 3,09 MeV et vers le doublet de 3,68 et 3,85 MeV ; ces distributions prévoient un rapport d'intensité de 2,4 en faveur de la transition vers le

fig: 74





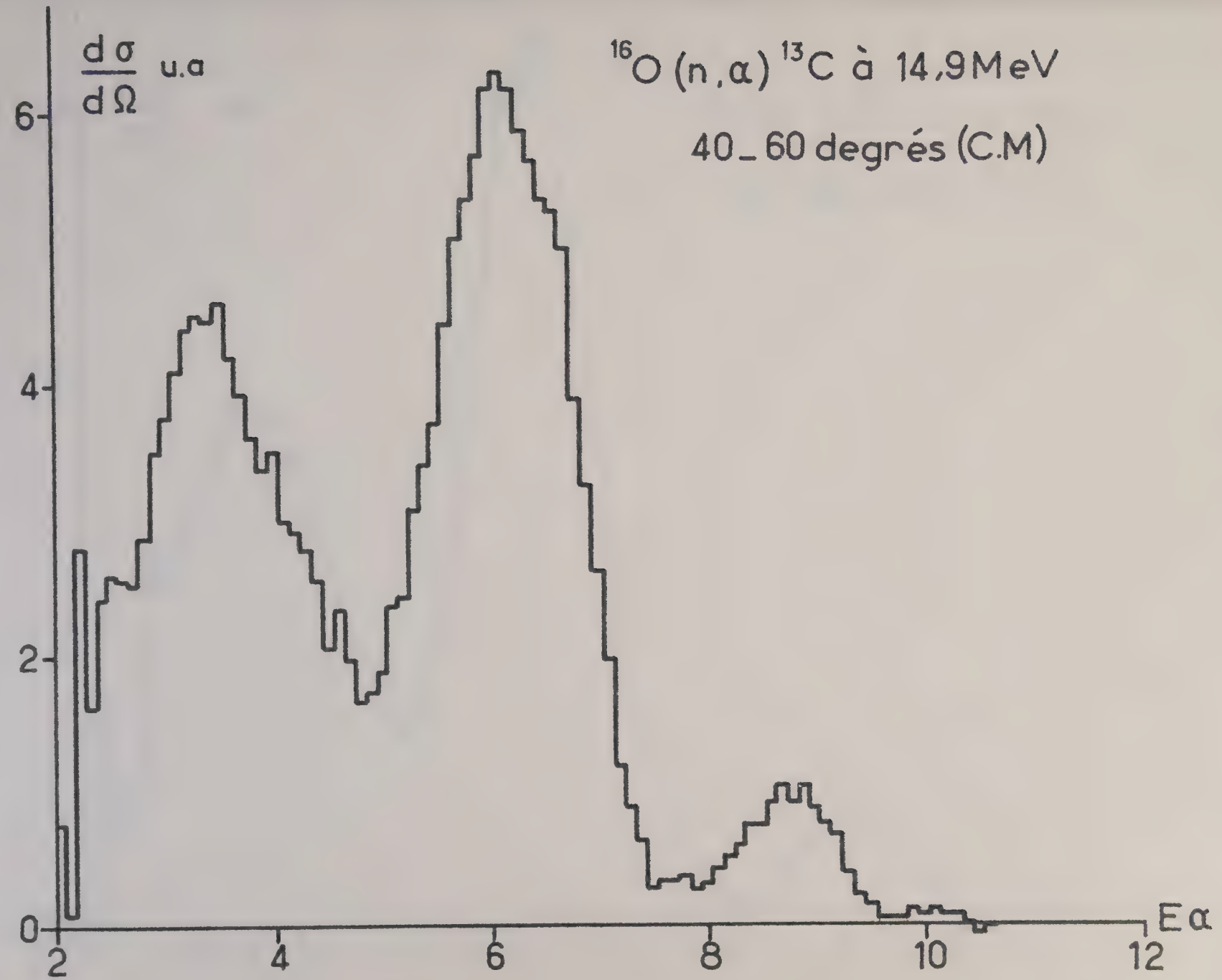

dσ/dΩ u.a
$^{16}O(n,\alpha)^{13}C$ à 14,9 MeV
40_60 degrés (C.M)
6
4
2
0
2
4
6
8
10
12
Eα

fig:75

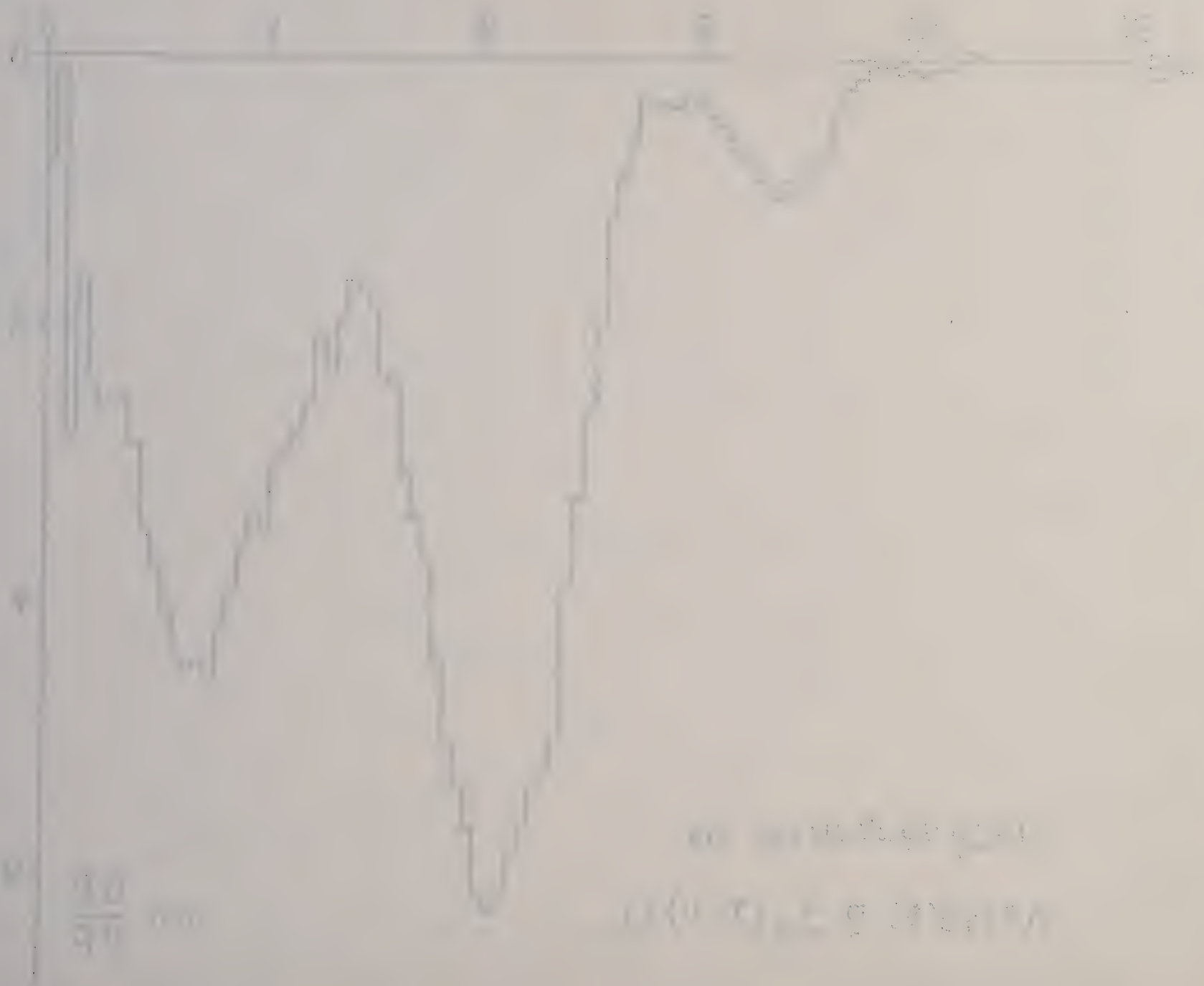
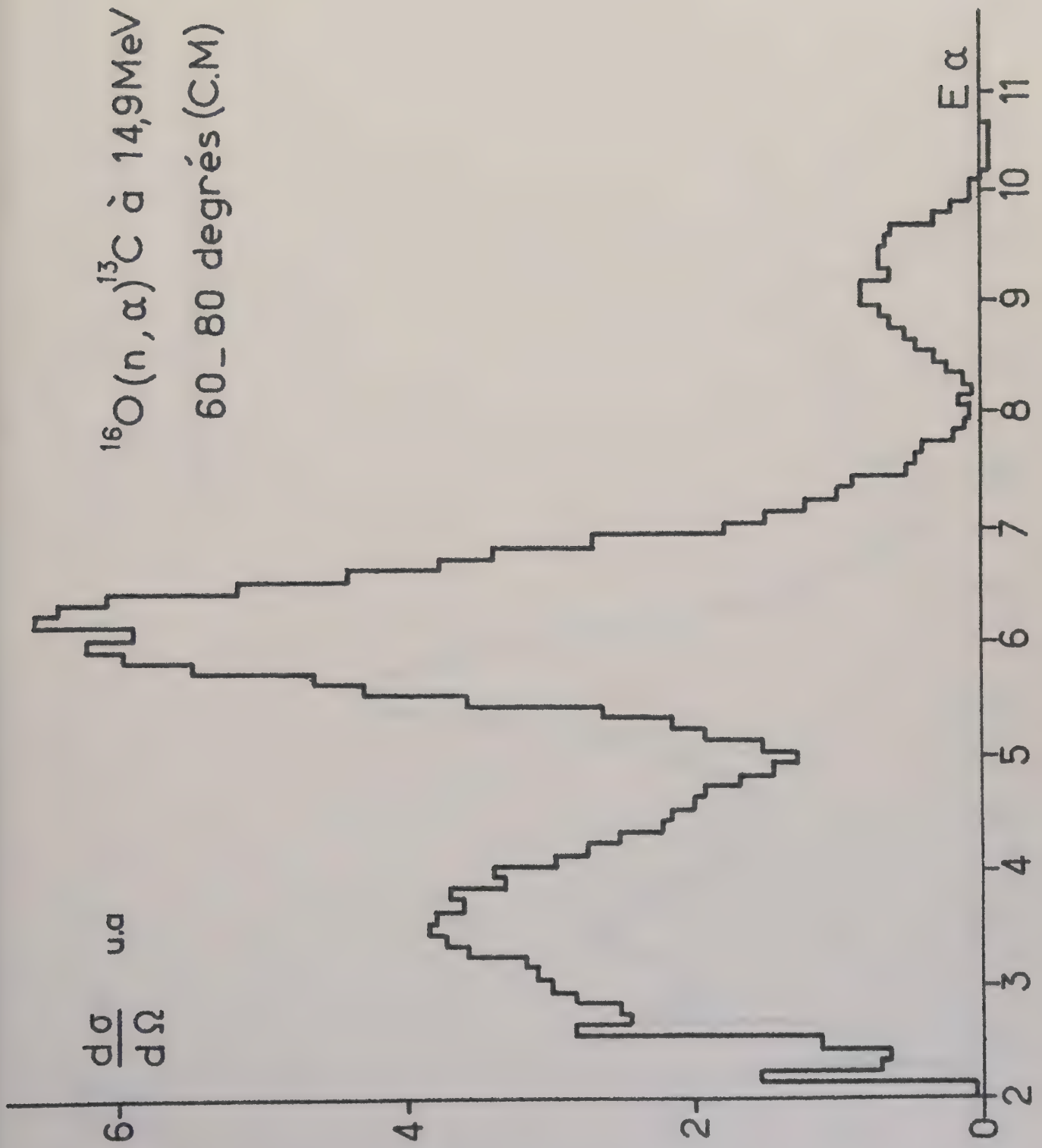
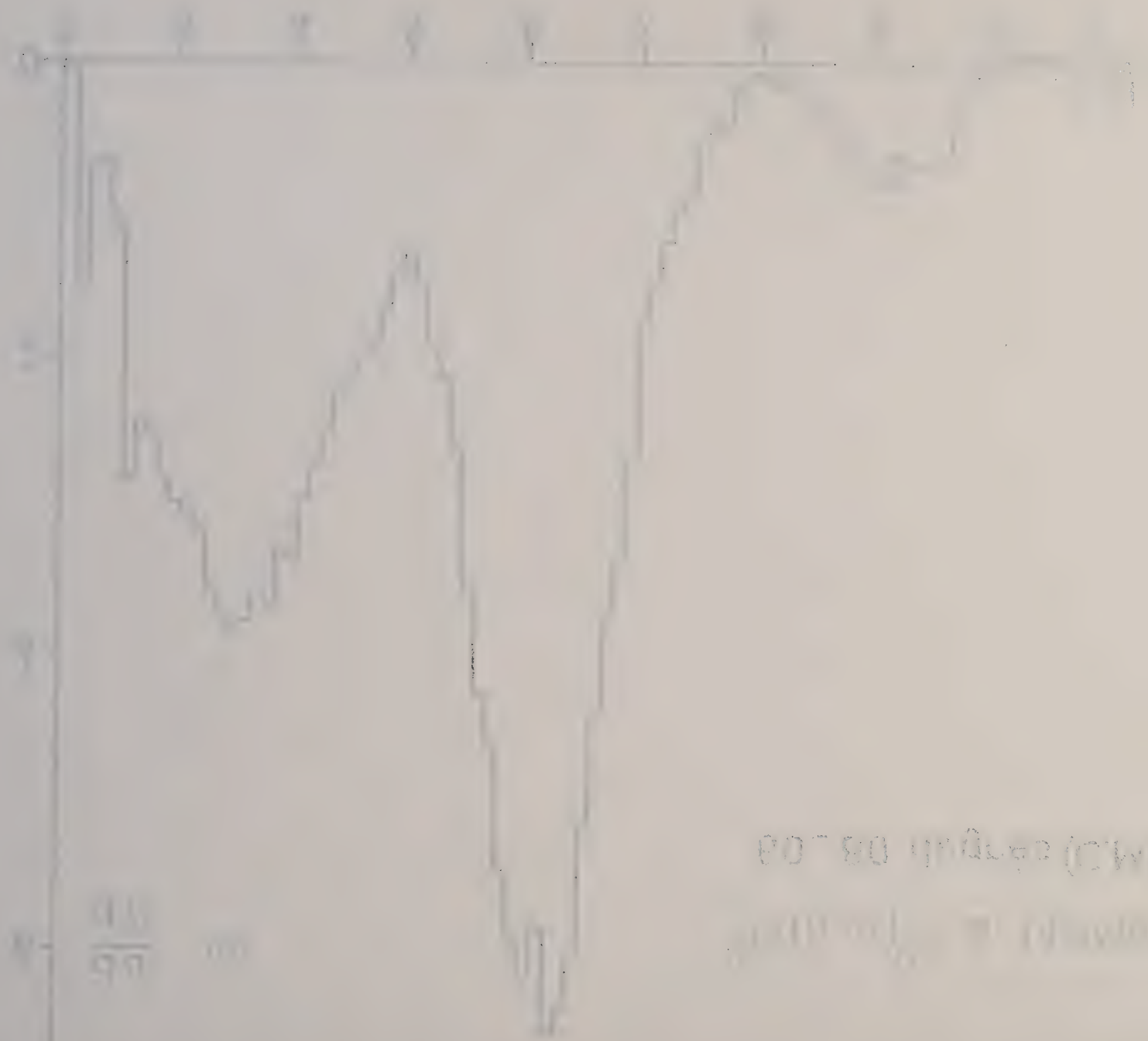


fig:76


$^{16}O(n,\alpha)^{13}C$ à 14,9MeV
60_80 degrés (C.M)
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ u.a
6
4
2
0
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
E α



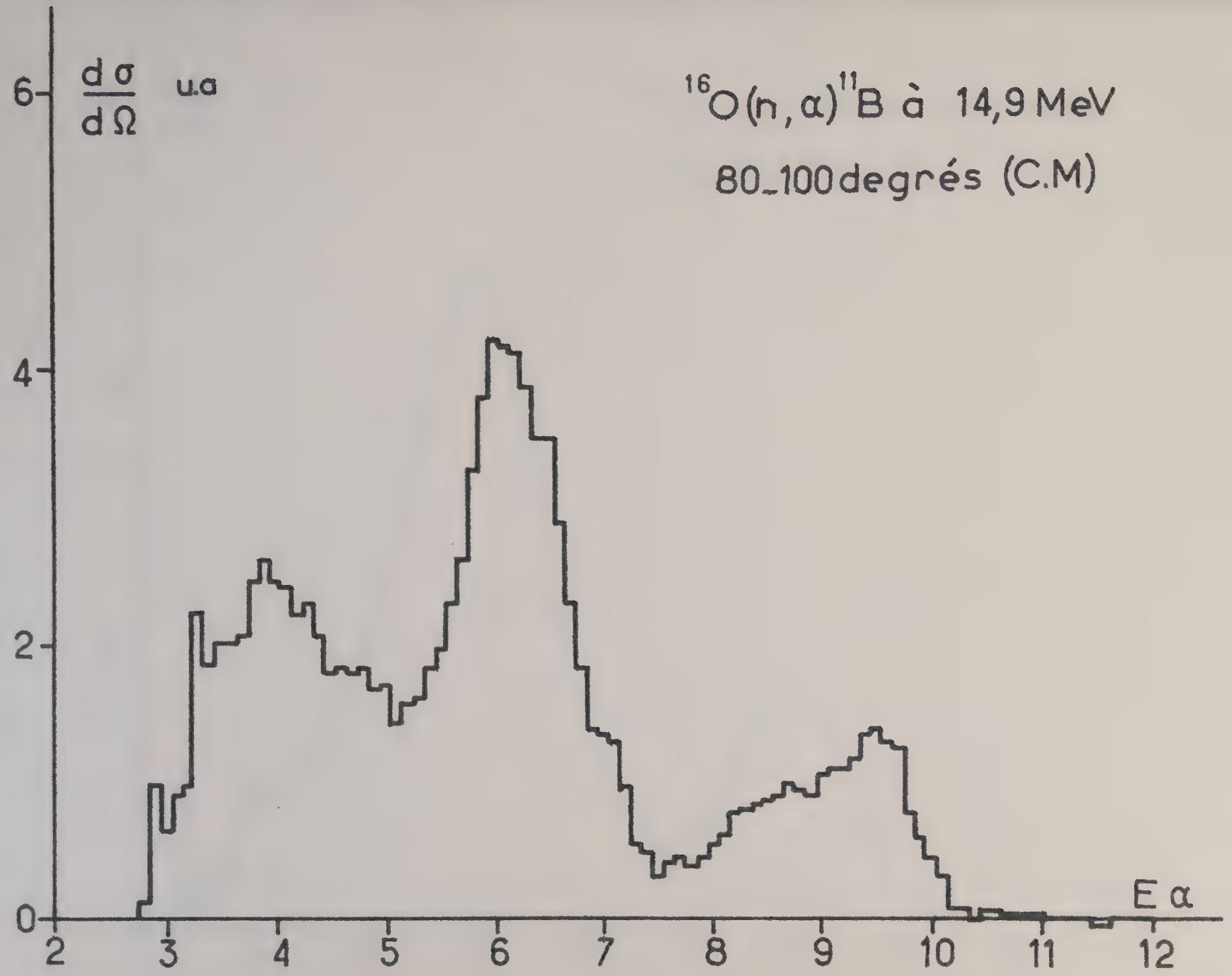
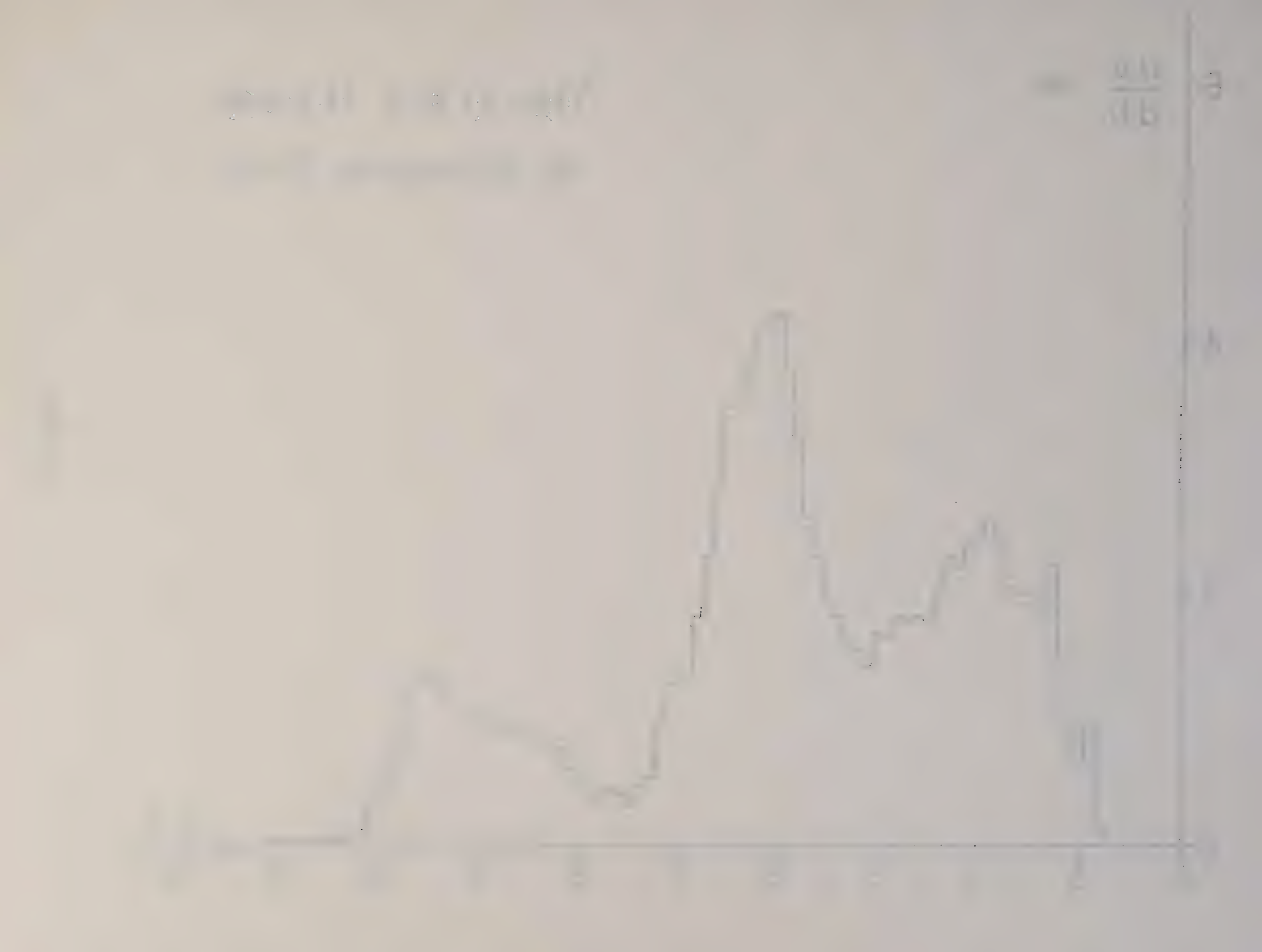

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ u.a
$^{16}O(n,\alpha)^{11}B$ à 14,9 MeV
80_100 degrés (C.M)
6
4
2
0
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
E α

fig:77



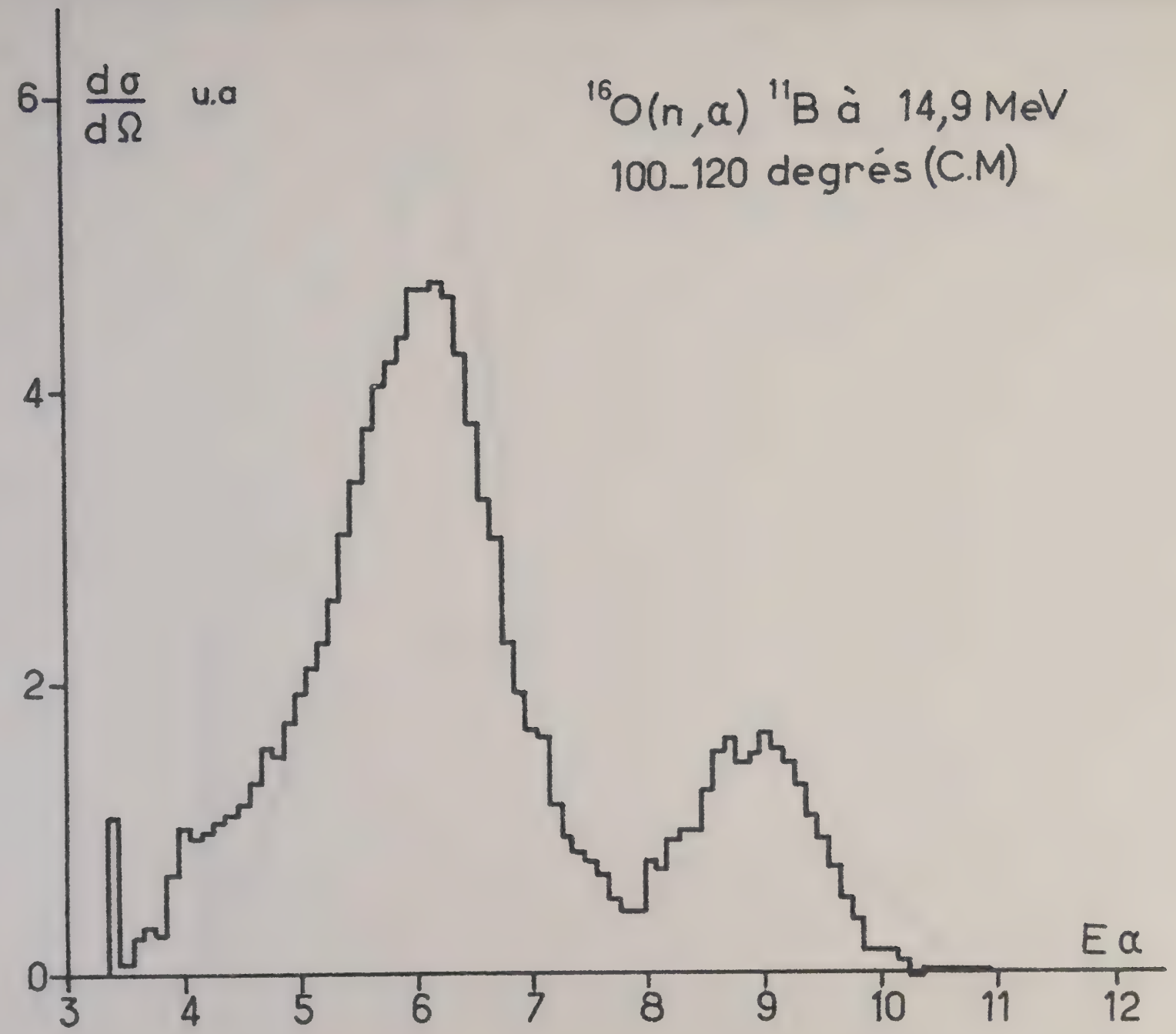
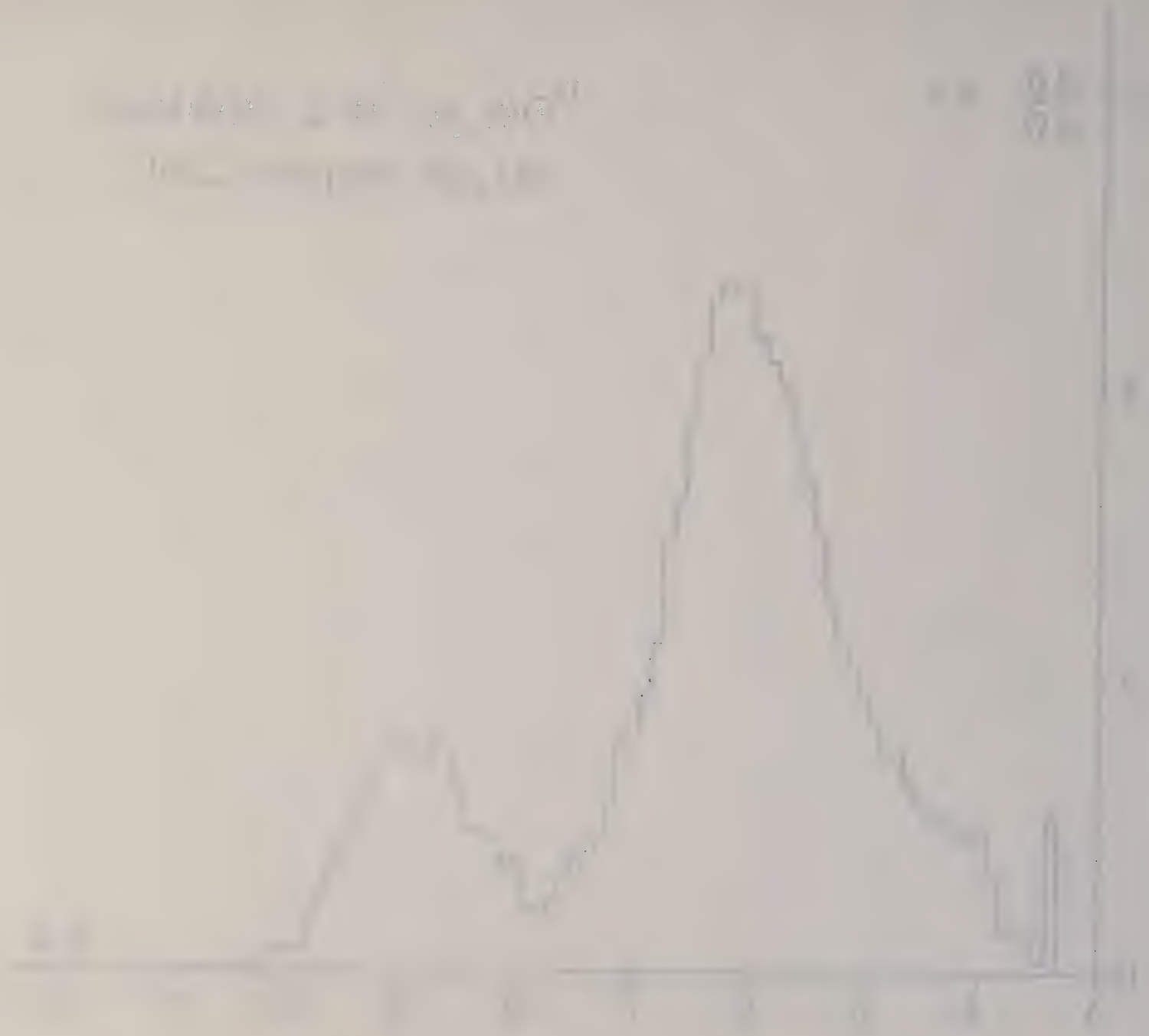

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ u.a
$^{16}O(n,\alpha)\ ^{11}B$ à 14,9 MeV
100_120 degrés (C.M)
6
4
2
0
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
E α

fig:78



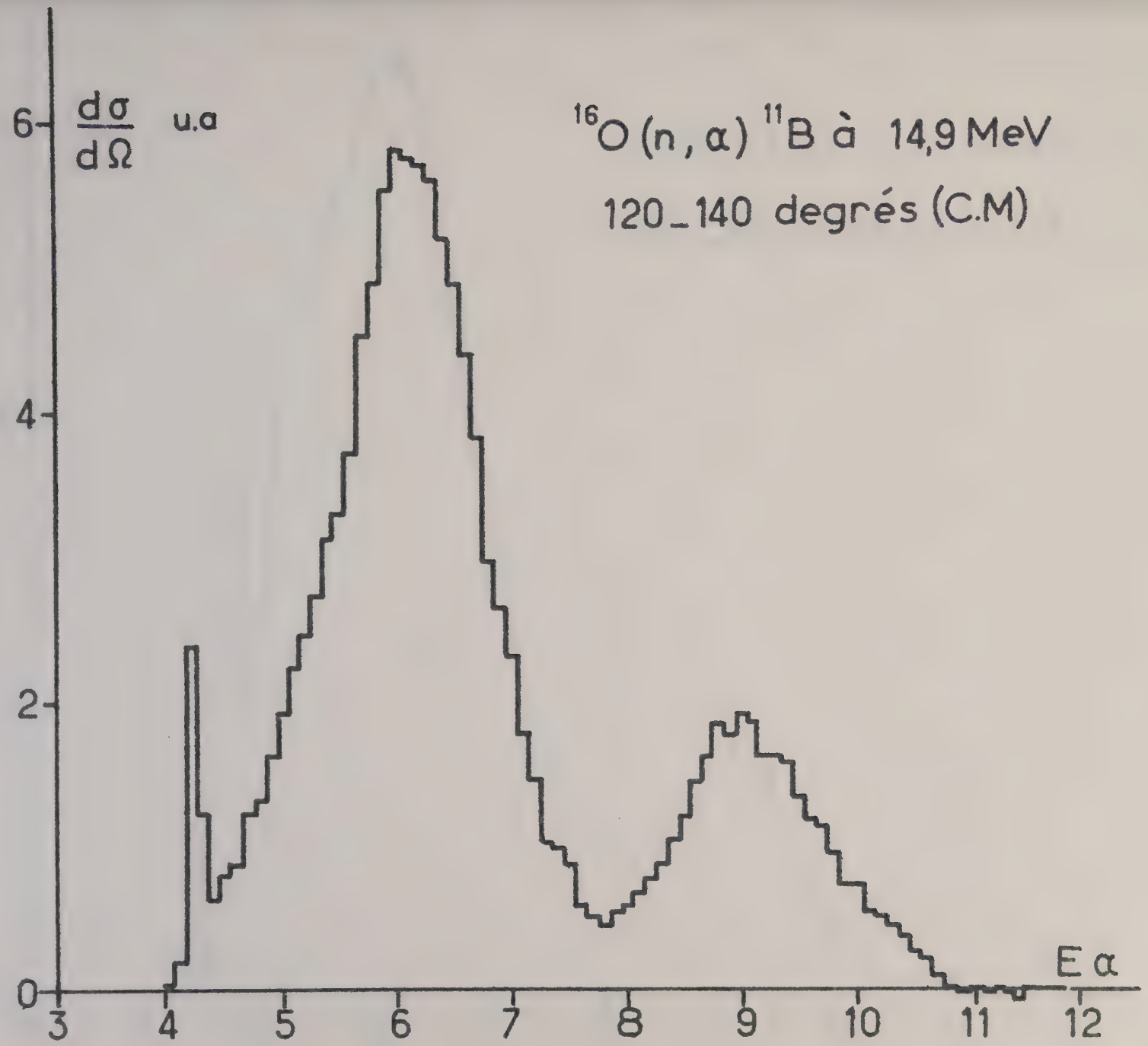
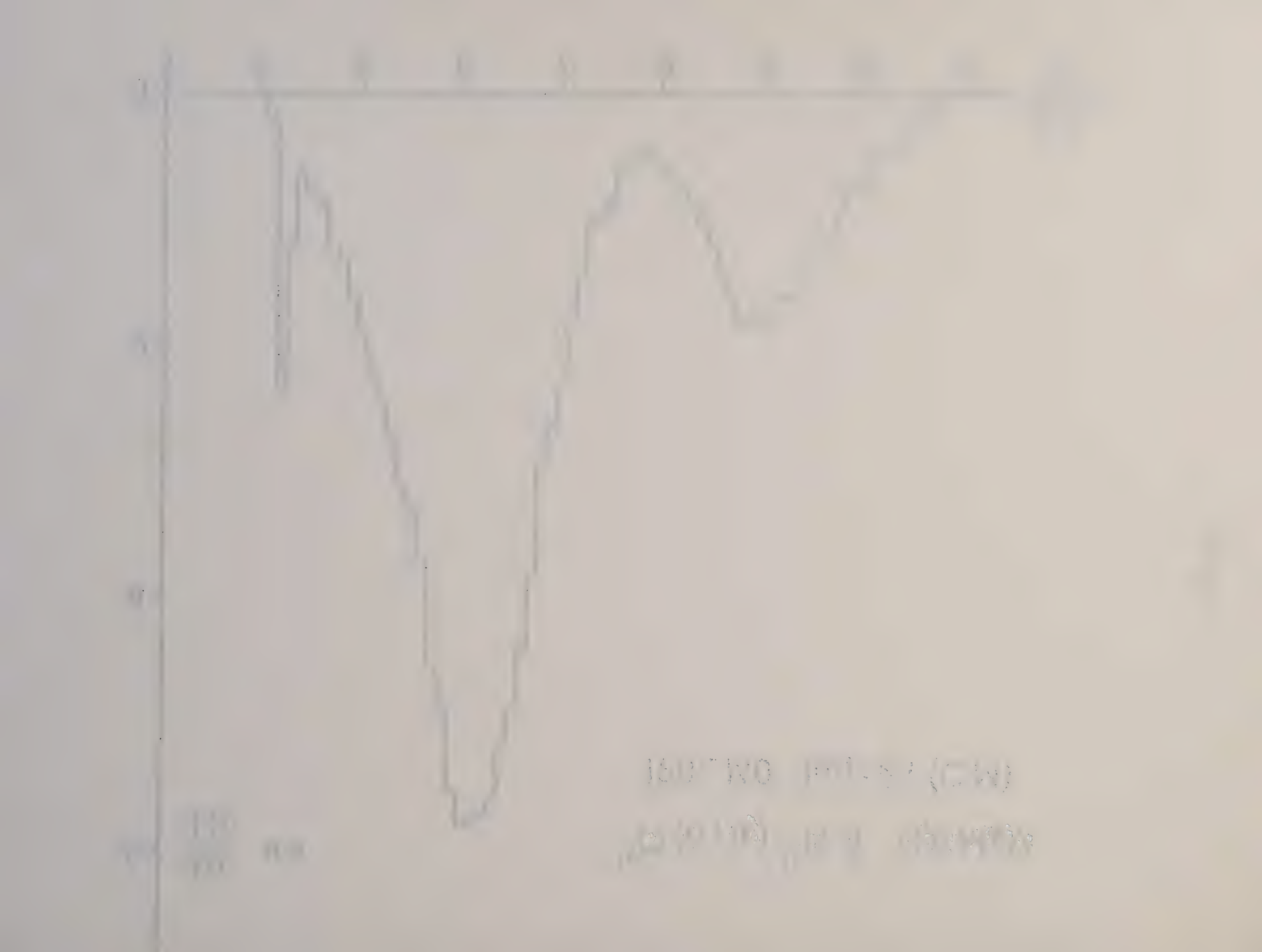

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ u.a
$^{16}O(n,\alpha)\,^{11}B$ à 14,9 MeV
120_140 degrés (C.M)
6
4
2
0
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
E α

fig:79



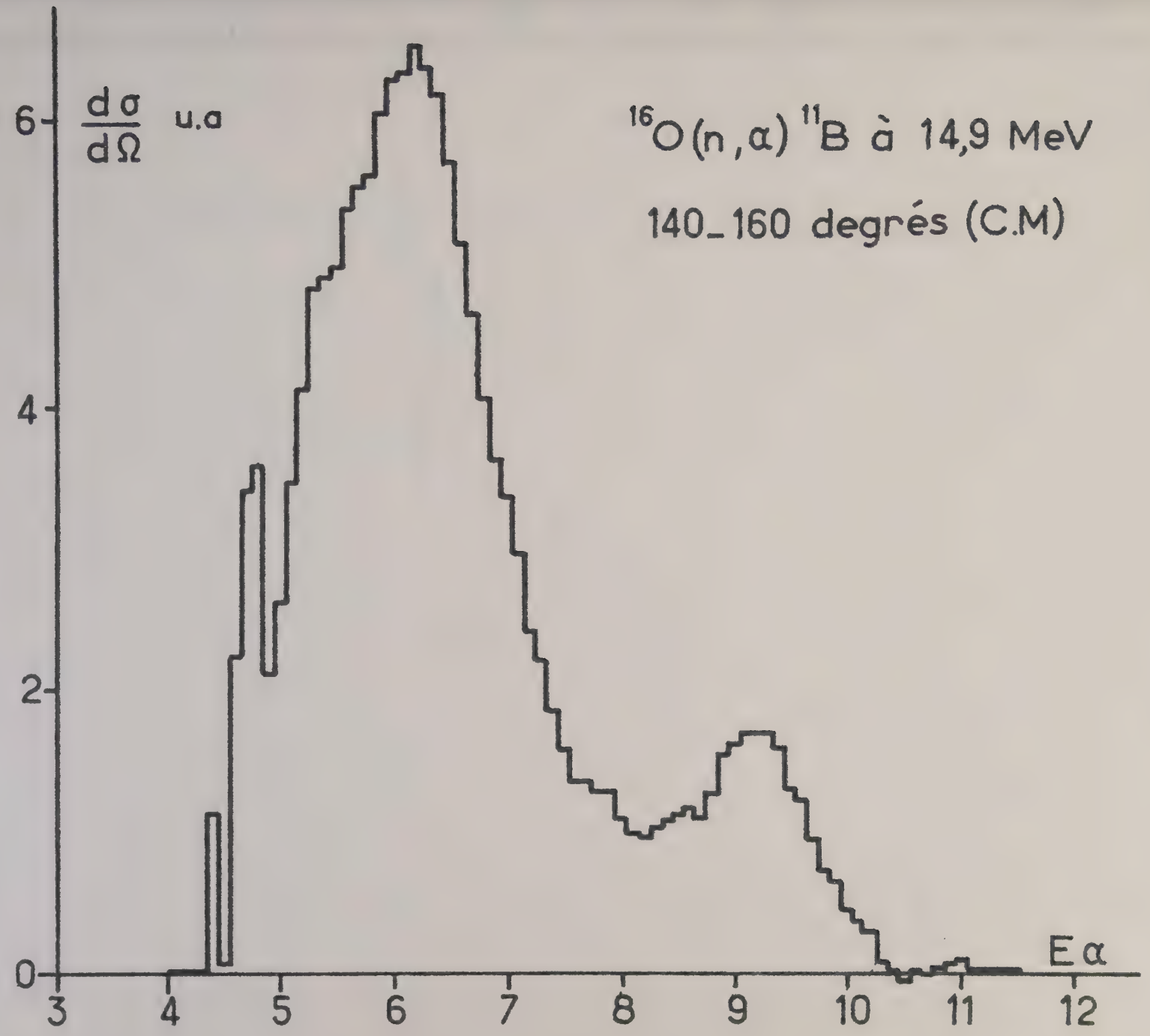

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ u.a
$^{16}O(n,\alpha)\,^{11}B$ à 14,9 MeV
140_160 degrés (C.M)
Eα
0
2
4
6
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12

fig:80

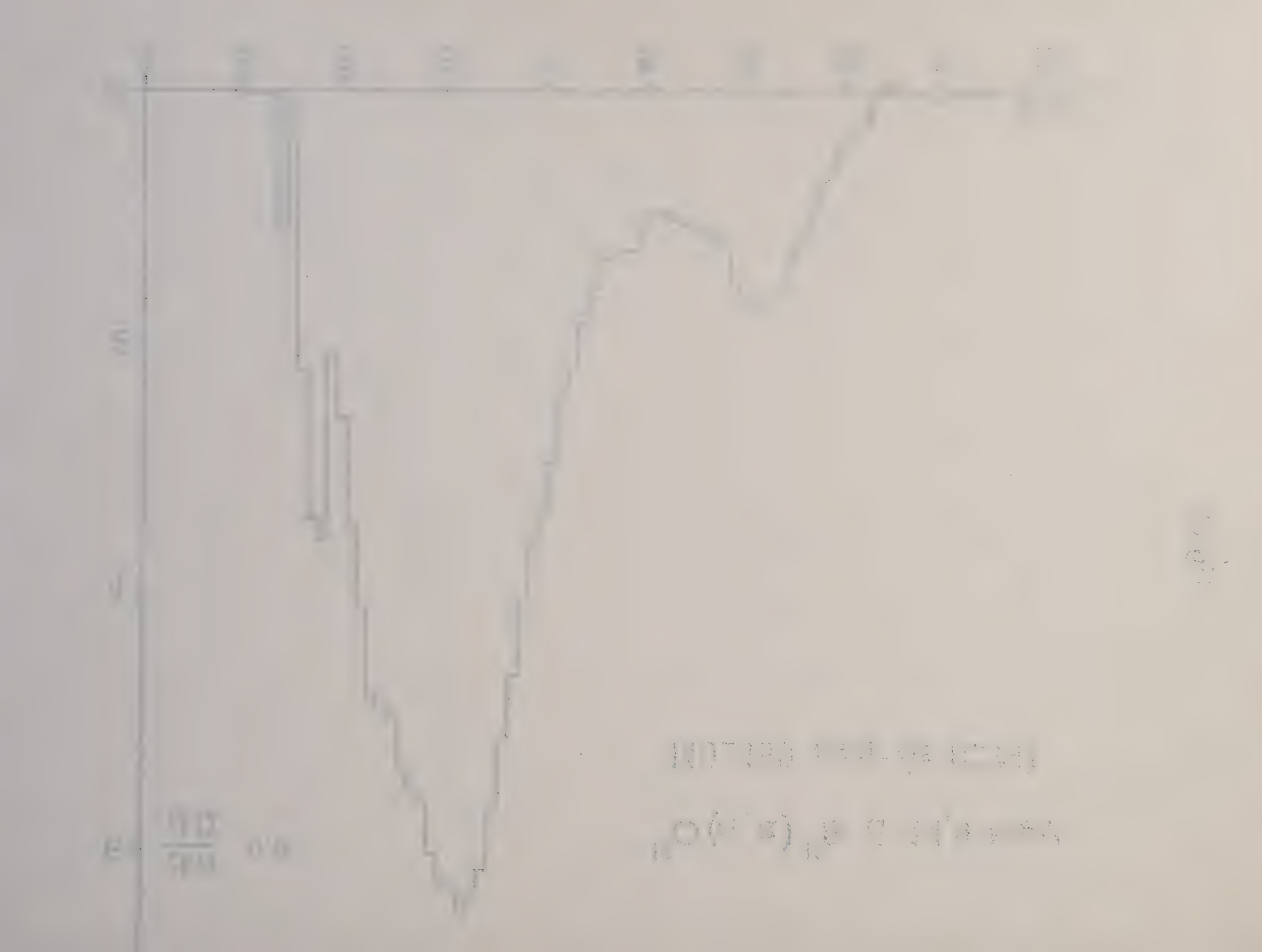
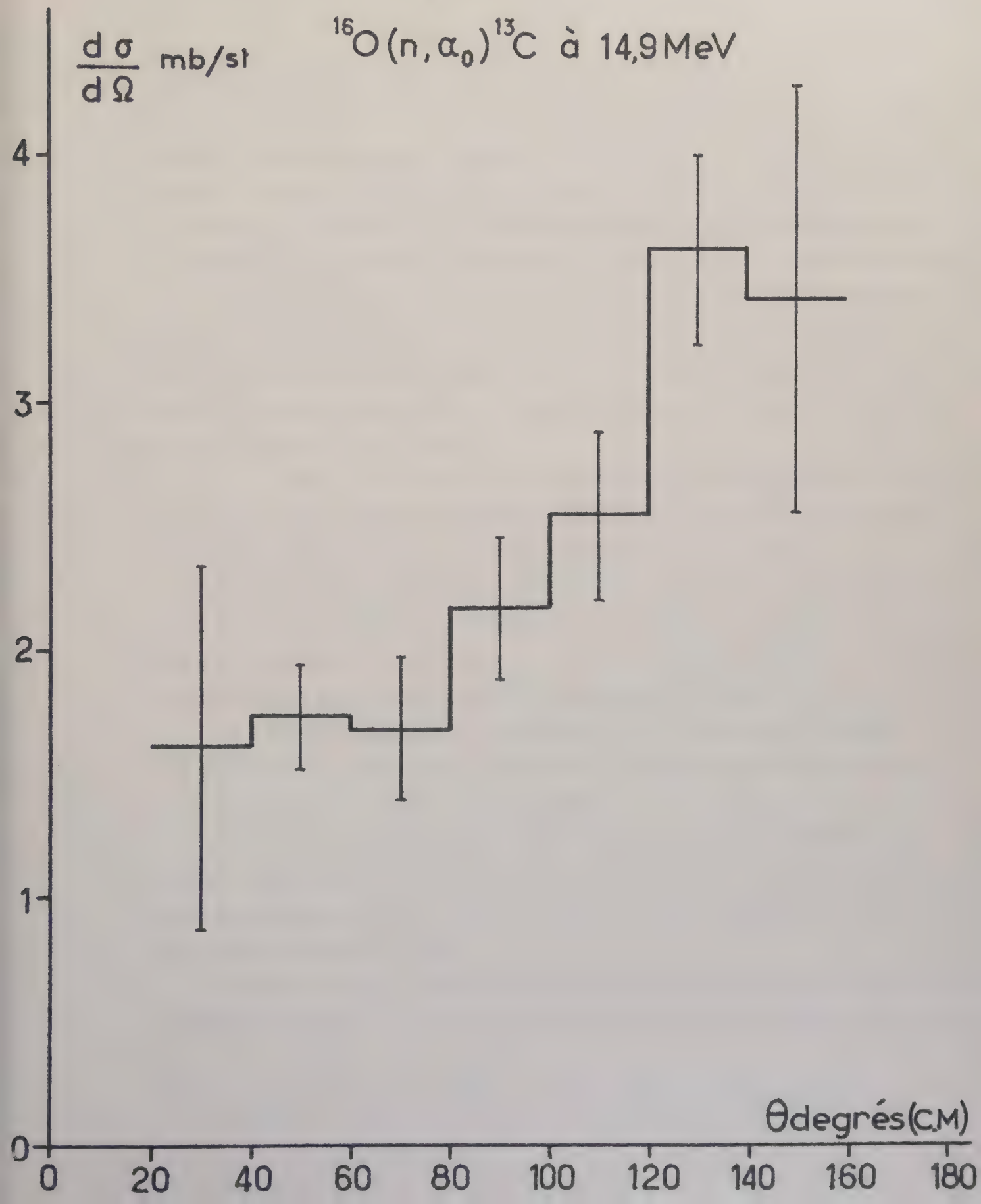


fig:81


$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mb/st
$^{16}O(n,\alpha_0)^{13}C$ à 14,9MeV
4
3
2
1
0
θdegrés(C.M)
0
20
40
60
80
100
120
140
160
180

niveau de 3,09 MeV dans la plage angulaire envisagée ; la forme calculée avec ce rapport n'était pas compatible avec la forme expérimentale, et nous avons donc utilisé un rapport égal à 0,5 déterminé par calcul de moindres carrés entre la forme théorique et la forme expérimentale de ce groupe. La valeur de ce rapport a en réalité une faible incidence sur la contribution du groupe de particules α correspondant au niveau fondamental, mais nous pouvons remarquer à cette occasion que le rapport d'intensité de 0,5 ainsi déterminé se trouve confirmé par l'étude de YUIN-CHI HSU, CHIA-YI HUANG et CHING-CHING CHANG, ce qui laisse supposer que cette méthode d'analyse pourrait être utilisée pour séparer les contributions respectives de groupes non résolus.

Nous comparons sur la figure 82 la distribution angulaire que nous avons obtenue pour la transition $^{16}O(n,\alpha_o)^{13}C$ vers le niveau fondamental du noyau résiduel avec les résultats publiés jusqu'à ce jour :

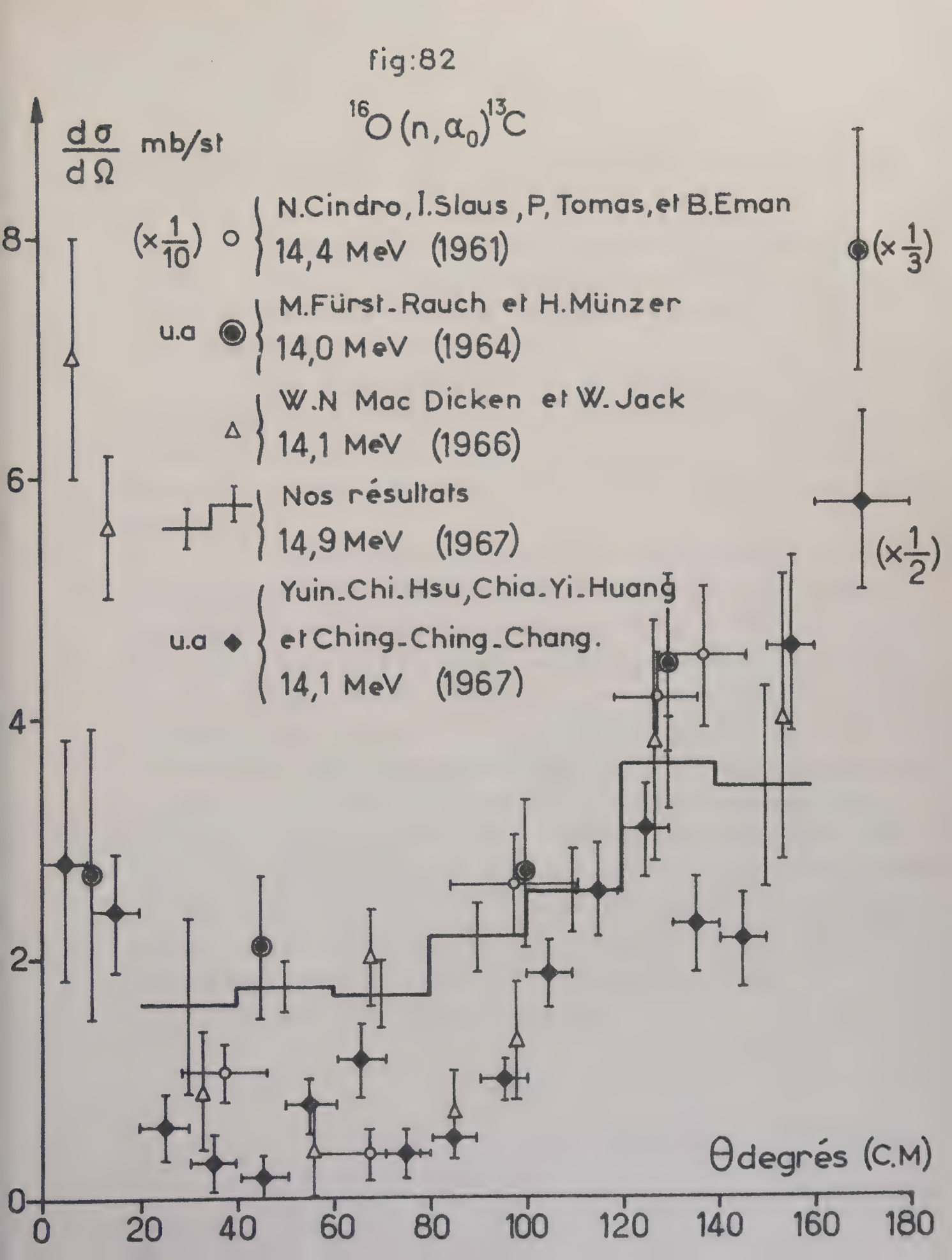
- N. CINDRO, I. SLAUS, P. TOMAS et B. EMAN (46) ont utilisé un cristal mince dont l'épaisseur était juste suffisante pour stopper les particules α correspondant à la transition α_o. Ces auteurs ont obtenu, à 14,4 MeV, une distribution angulaire favorisant très nettement l'émission vers l'arrière.

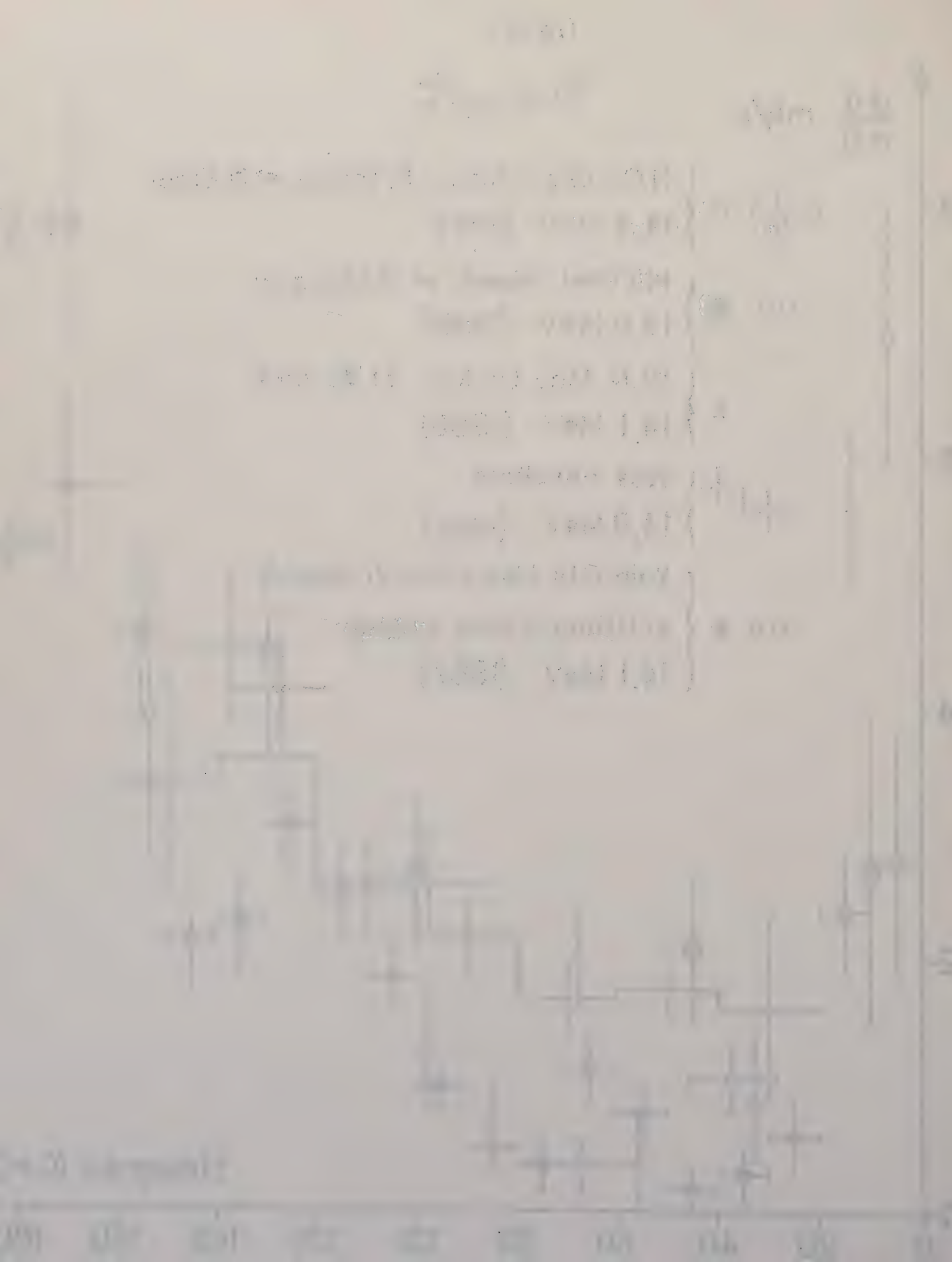
- M. FÜRST-RAUCH et H. MÜNZER (49) ont utilisé une émulsion photographique ; la distribution angulaire, donnée en unités arbitraires, favorise également l'émission vers l'arrière.

- W.N. Mac DICKEN et W. JACK utilisèrent comme détecteur un télescope composé de 2 compteurs proportionnels et d'un semi-conducteur ; leur distribution angulaire présente un pic très aigu vers l'avant et un pic beaucoup plus large vers l'arrière.

- YUIN-CHI HSU, CHIA-YI HUANG et CHING-CHING CHANG ont obtenu à l'aide d'une chambre de Wilson une légère remontée vers l'avant et une forte

fig:82


$^{16}O(n,\alpha_0)^{13}C$
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mb/st
(×1/10) ○ N.Cindro, I.Slaus, P, Tomas, et B.Eman
14,4 MeV (1961)
u.a ◉ M.Fürst-Rauch et H.Münzer
14,0 MeV (1964)
△ W.N Mac Dicken et W. Jack
14,1 MeV (1966)
Nos résultats
14,9 MeV (1967)
u.a ◆ Yuin-Chi-Hsu, Chia-Yi-Huang
et Ching-Ching-Chang.
14,1 MeV (1967)
(×1/3)
(×1/2)
θ degrés (C.M)
0
2
4
6
8
0
20
40
60
80
100
120
140
160
180



remontée vers l'arrière ; cette distribution angulaire est donnée en unités arbitraires.

En ce qui concerne la section efficace correspondant à la transition $^{16}O(n,\alpha_o)^{13}C$, nos résultats sont en bon accord avec ceux de W.N. Mac DICKEN, alors que la section efficace obtenue par N. CINDRO est environ 10 fois plus élevée.

En ce qui concerne la forme de la distribution angulaire, tous ces résultats présentent un large pic vers l'arrière mais des différences importantes sont observées principalement au voisinage de 70 degrés. Le pic aigu obtenu vers l'avant par W.N. Mac DICKEN n'est confirmé par aucun autre auteur.

Les différences observées vers 70 degrés peuvent peut-être s'expliquer par l'intervention du mécanisme du noyau composé ; en effet, si nos résultats ont été obtenus avec des neutrons dont la définition en énergie est nettement supérieure à la largeur des niveaux d'un éventuel noyau composé, il n'en est pas de même pour tous les autres résultats qui ont été obtenus avec des neutrons incidents très monoénergétiques dont l'énergie varie suivant les auteurs ; dans ces conditions, nous nous trouvons précisément dans le domaine où interviennent les fluctuations des sections efficaces et des distributions angulaires prévues par T. ERICSON et une contribution même faible du mécanisme du noyau composé peut produire ces différences, d'autant plus qu'au voisinage de 70 degrés la section efficace due aux différents mécanismes d'interaction directe est faible par rapport à ce qu'elle peut être vers 0 ou 180 degrés, comme le montrent les calculs effectués par J. LAFOUCRIERE et ses collaborateurs (105) .

D - REACTION $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$

Pour l'étude de cette réaction, nous avons également mesuré environ 12 000 traces de particules α . La figure 83 représente le spectre en énergie des particules α émises entre 20 et 160 degrés dans le système du centre de masse ; nous y trouvons un groupe très intense correspondant à la transition vers le niveau fondamental du noyau résiduel, un groupe beaucoup moins intense correspondant à la transition vers le niveau excité de 2,14 MeV et un groupe très intense correspondant aux transitions vers les niveaux non résolus de 4,46 et 5,03 MeV.

Comme dans le cas de la réaction $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$, nous obtenons une contribution relative des groupes de particules α de plus forte énergie, supérieure à celle qui ressort du travail de A.B. LILLIE.

Nous obtenons une section efficace de 60 ± 18 mb pour les particules α émises entre 20 et 160 degrés dans le système du centre de masse. En tenant compte de l'angle solide de détection et du fait que nous ne détectons pas les particules α de basse énergie, cette valeur est en accord avec la section efficace totale de 100 mb obtenue par A.B. LILLIE.

Les figures 84 à 90 représentent les spectres partiels de 20 degrés d'ouverture ; les groupes correspondant aux transitions vers le niveau fondamental et vers le premier niveau excité (2,14 MeV) du noyau résiduel sont incomplètement résolus. Pour déterminer leurs contributions relatives, nous avons calculé la forme des pics (106) en tenant compte de la perte d'énergie dans la cible (d'une manière analogue à celle dont nous avons opéré dans le traitement des mesures), de la définition en énergie des neutrons incidents (qui se répercute sur l'énergie des particules α sous la forme d'une résolution en énergie de 411 keV) et de la résolution en énergie à la

$^{14}N\ (n,\alpha)\ ^{11}B$ à 14,9 Mev fig: 83

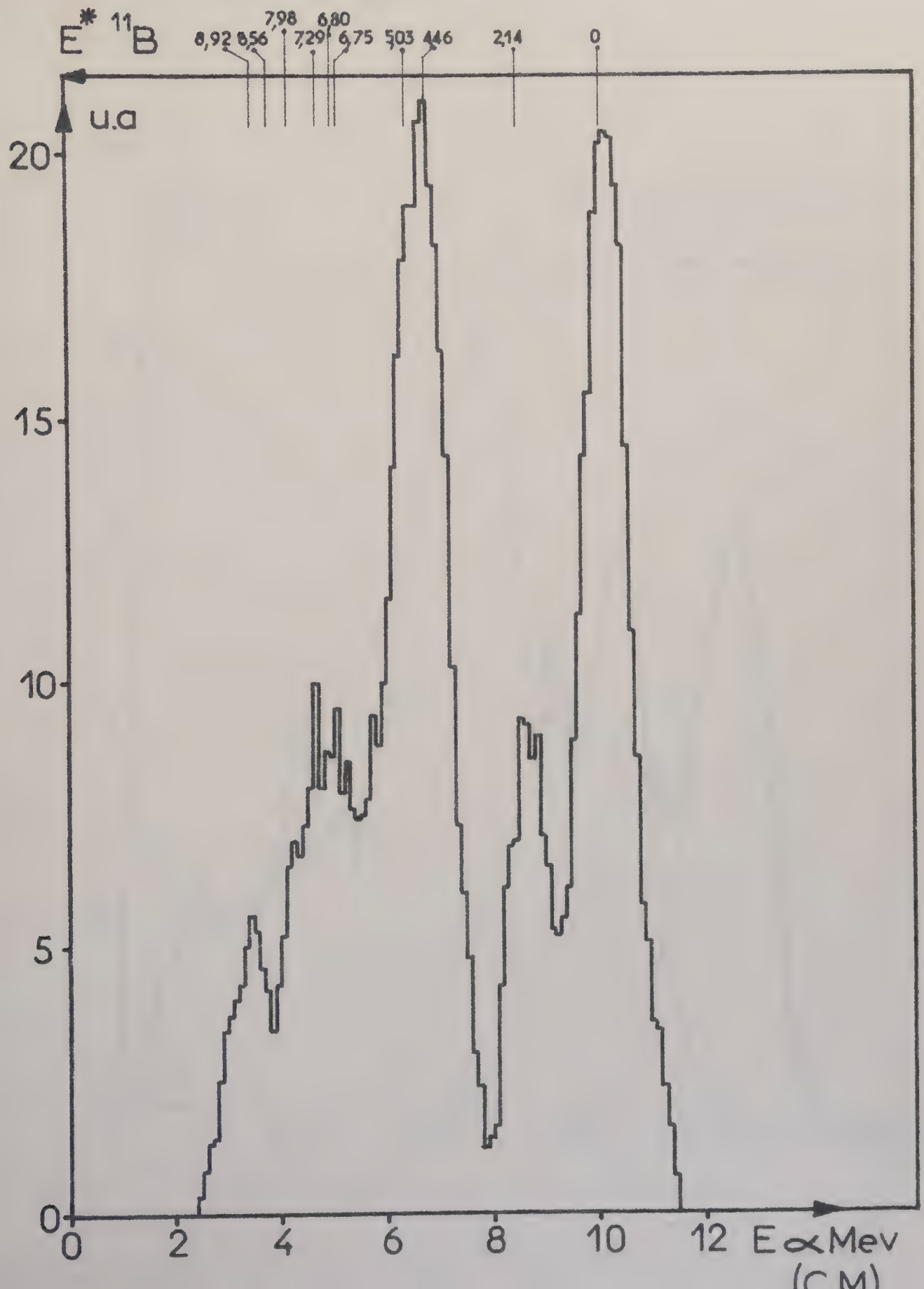


fig: 84

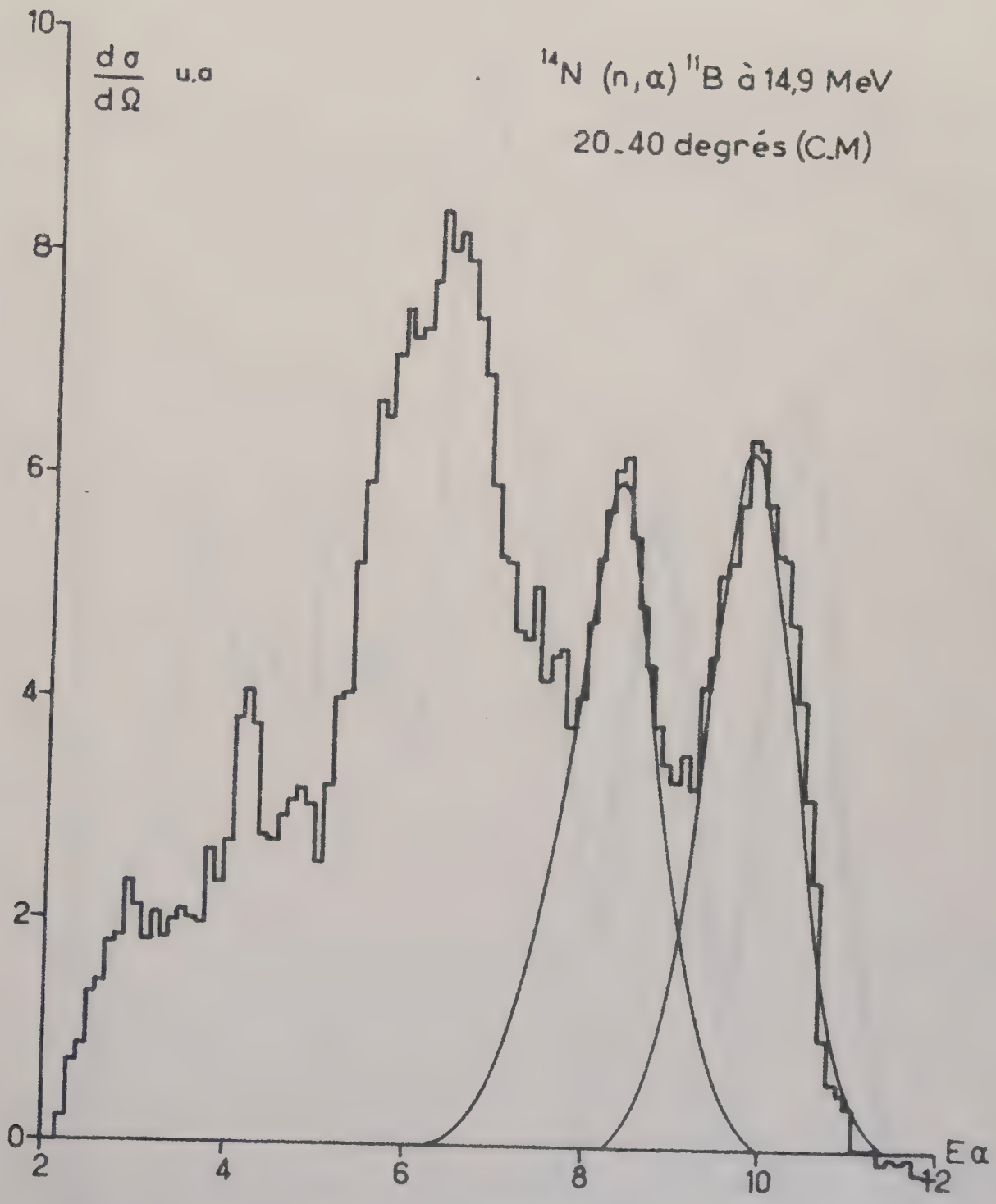
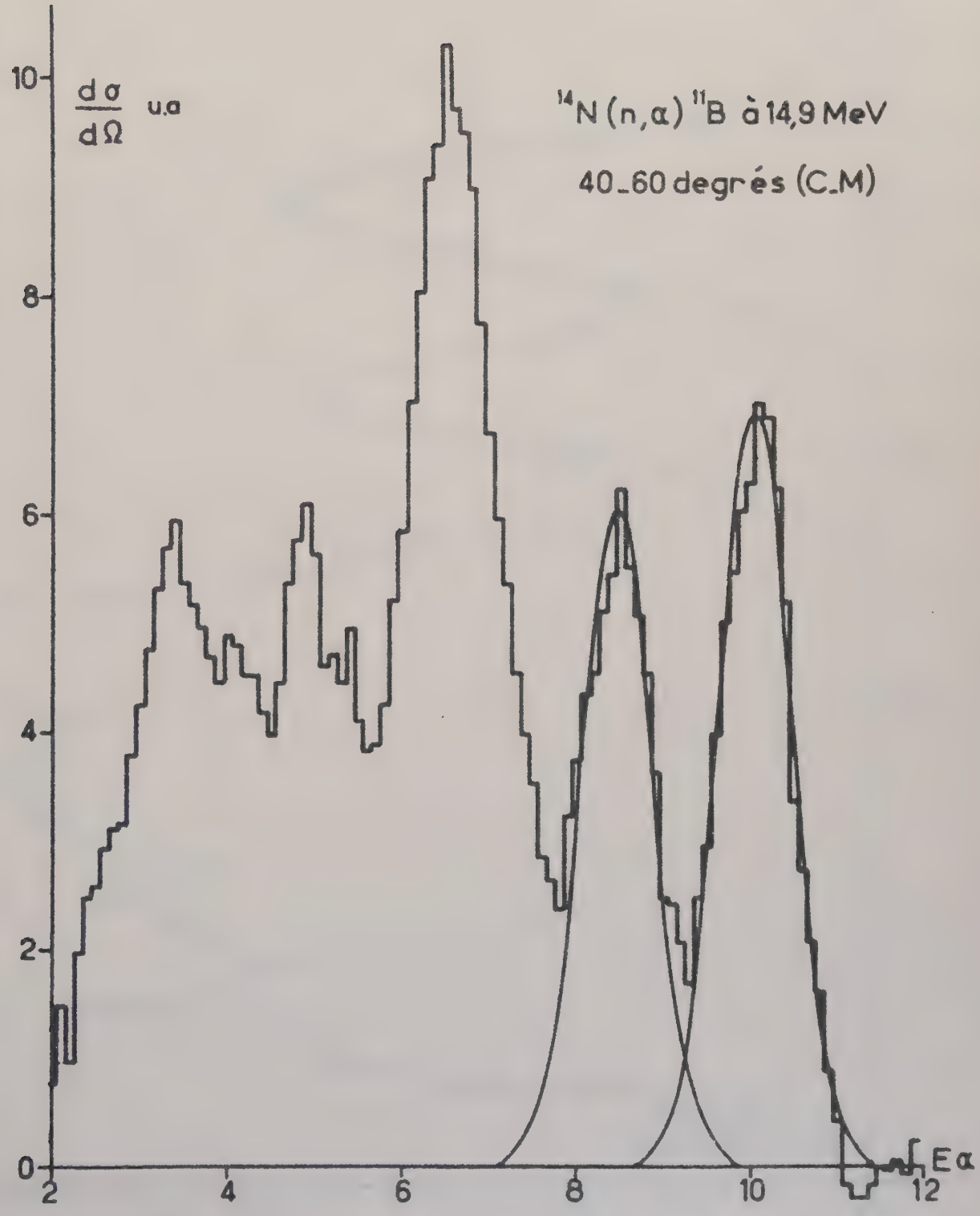
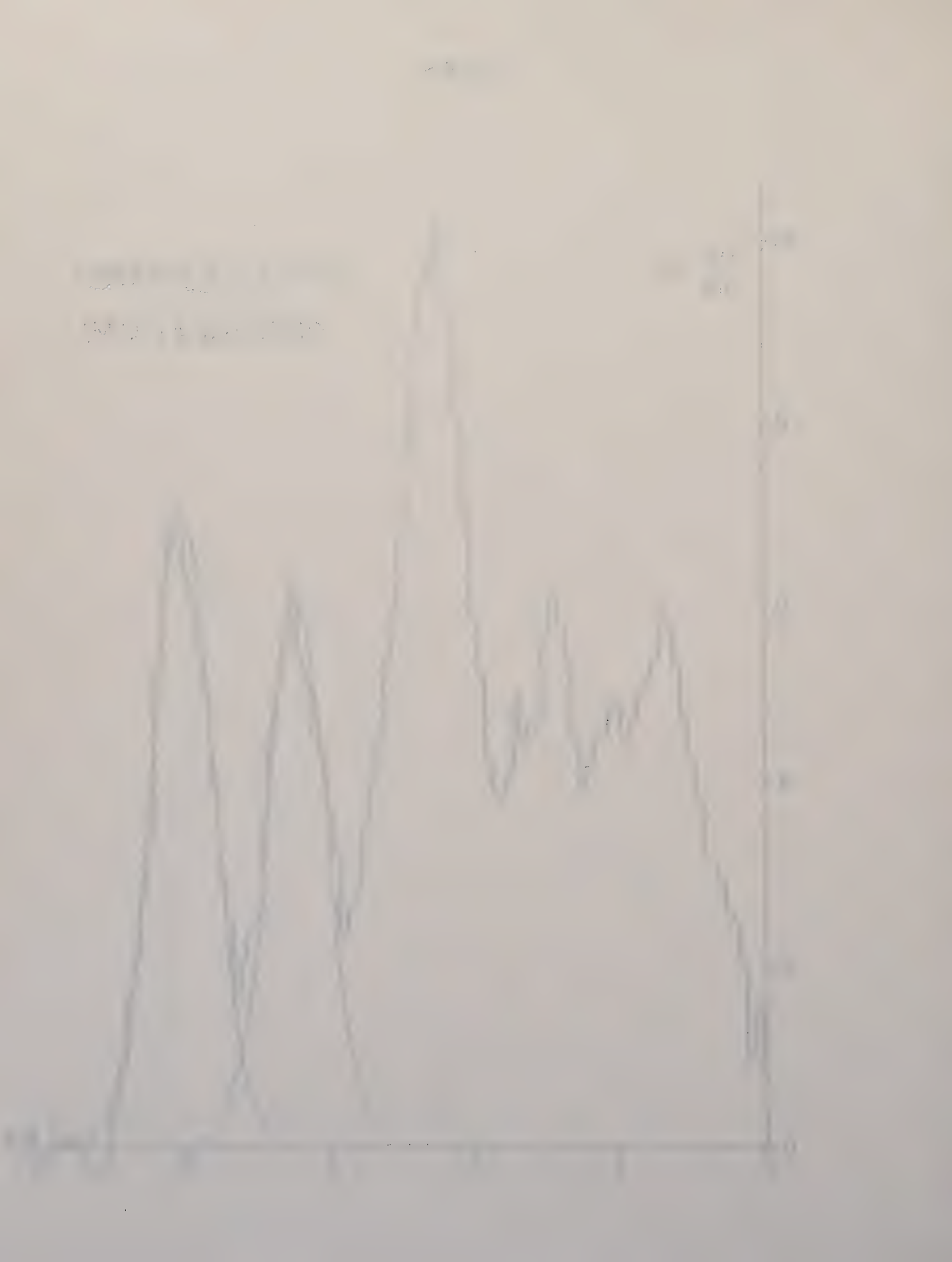

10
8
6
4
2
0
dσ/dΩ u.a
^{14}N (n,α) ^{11}B à 14,9 MeV
20-40 degrés (C.M)
2
4
6
8
10
12
Eα

fig: 85


dσ/dΩ u.a
14N (n,α) 11B à 14,9 MeV
40_60 degrés (C_M)
10
8
6
4
2
0
2
4
6
8
10
12
Eα



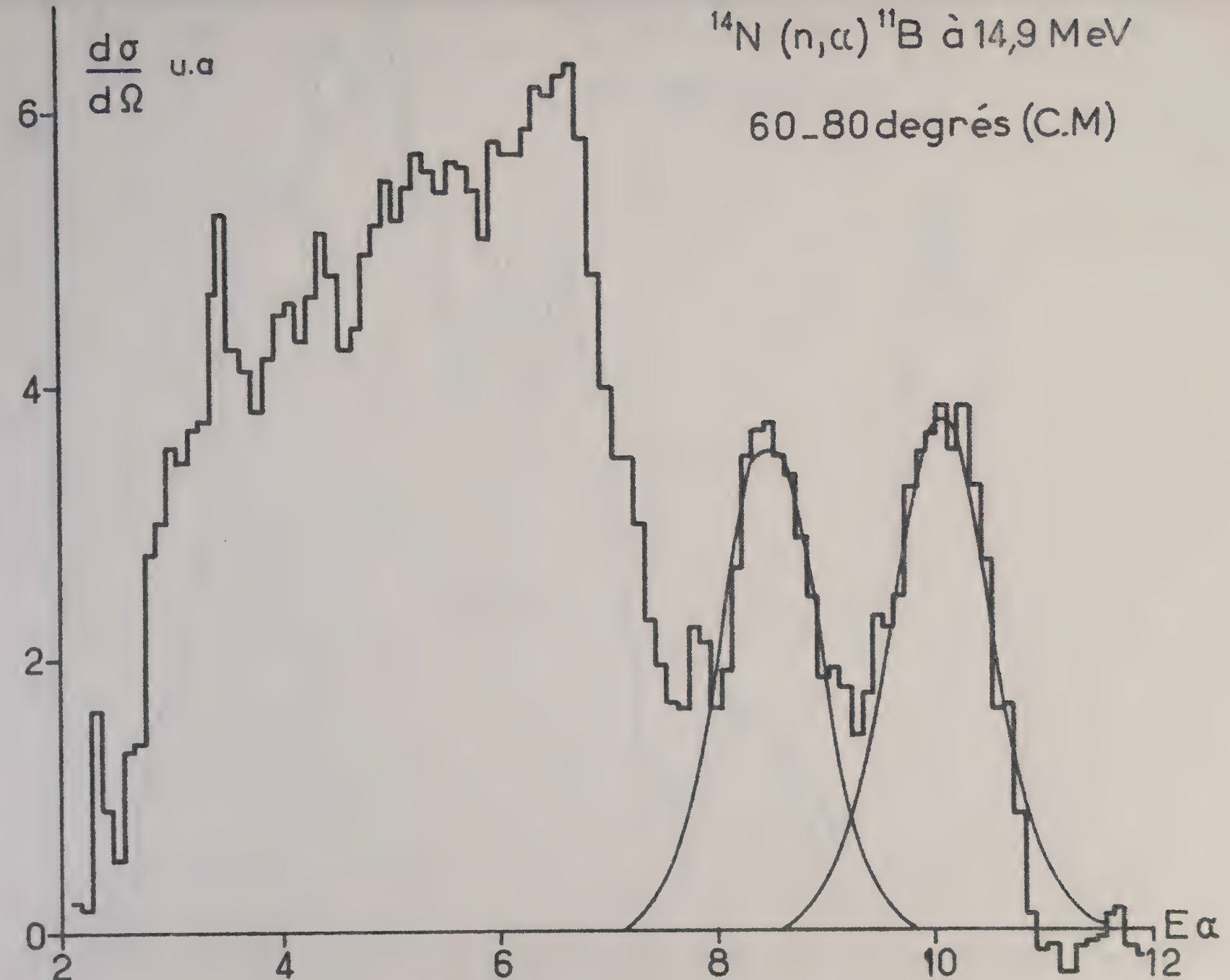
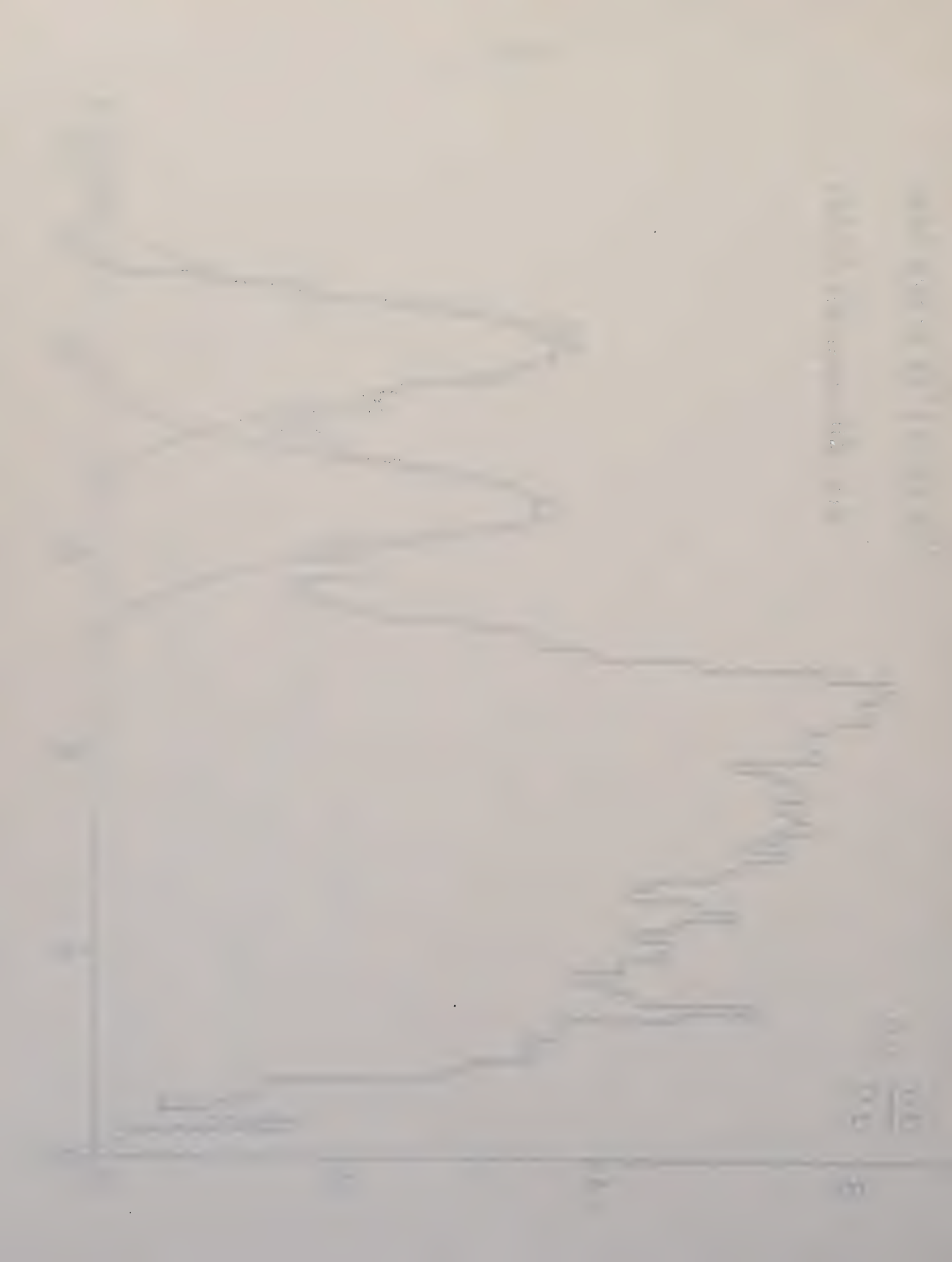

^{14}N (n,α) ^{11}B à 14,9 MeV
60_80 degrés (C.M)
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ u.a
6
4
2
0
2
4
6
8
10
12
Eα

fig: 86



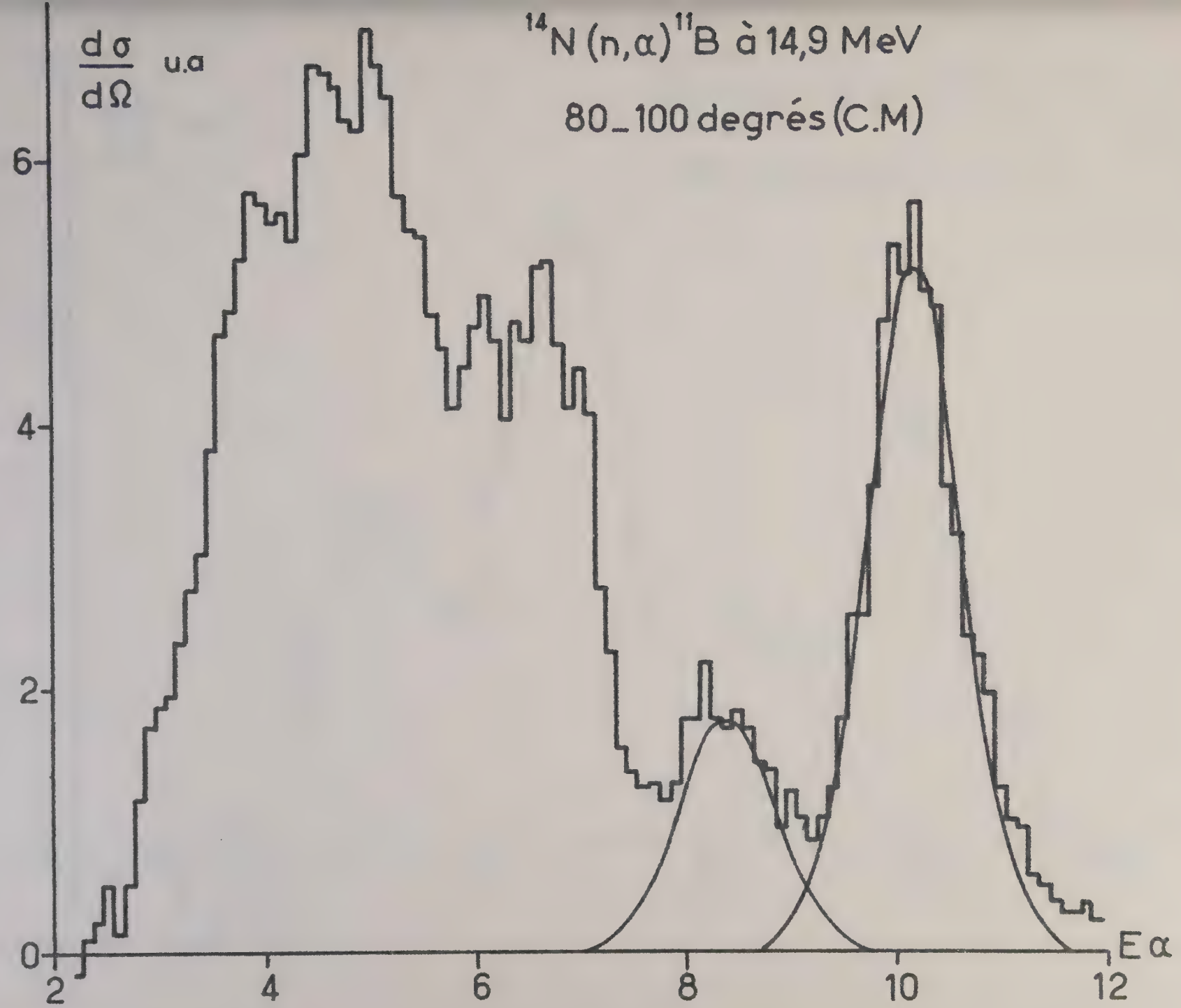

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ u.a
$^{14}N(n,\alpha)^{11}B$ à 14,9 MeV
80_100 degrés (C.M)
0
2
4
6
2
4
6
8
10
12
Eα

fig:87

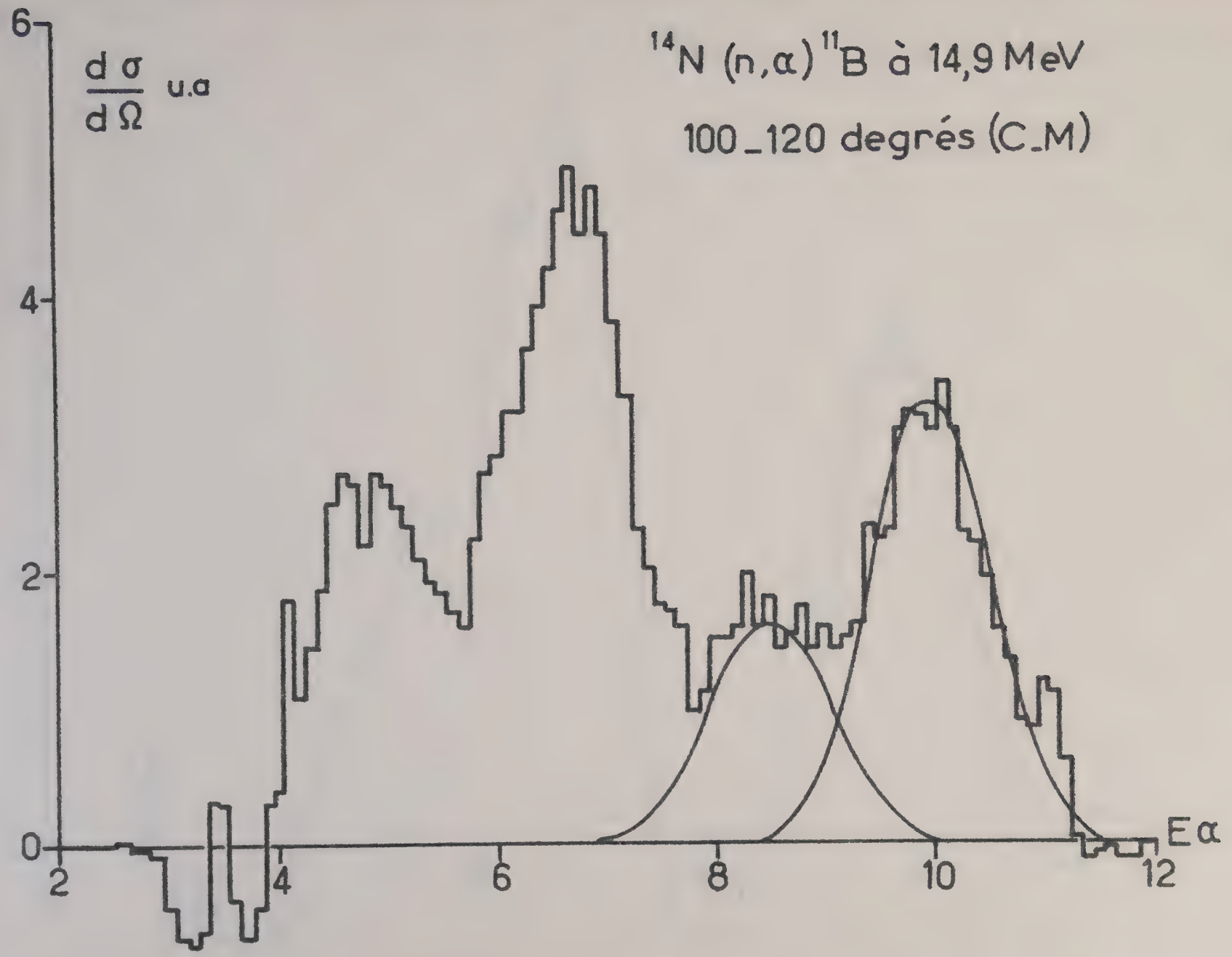
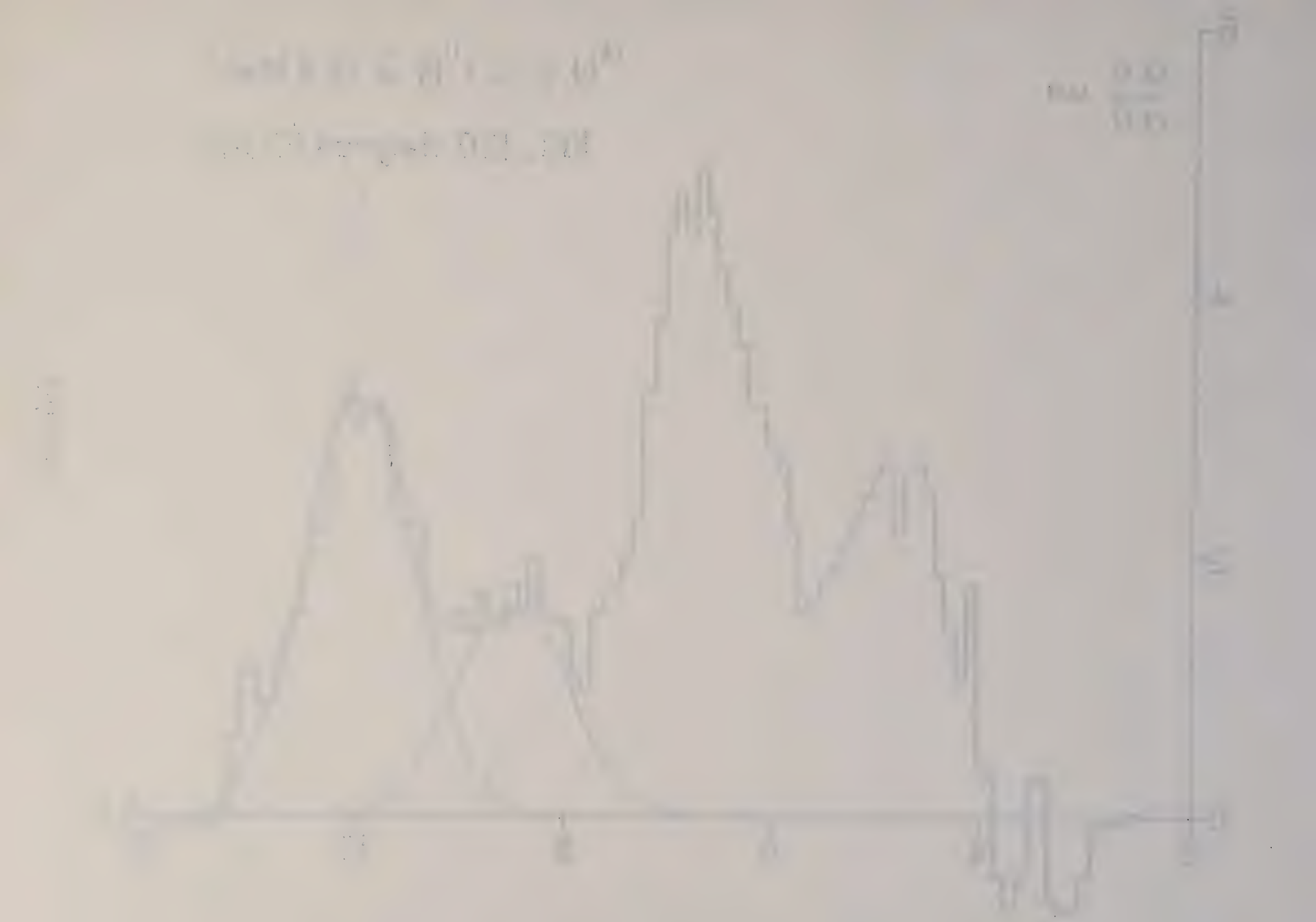

$^{14}N\ (n,\alpha)\ ^{11}B$ à 14,9 MeV
100_120 degrés (C_M)
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ u.a
6
4
2
0
2
4
6
8
10
12
Eα

fig:88



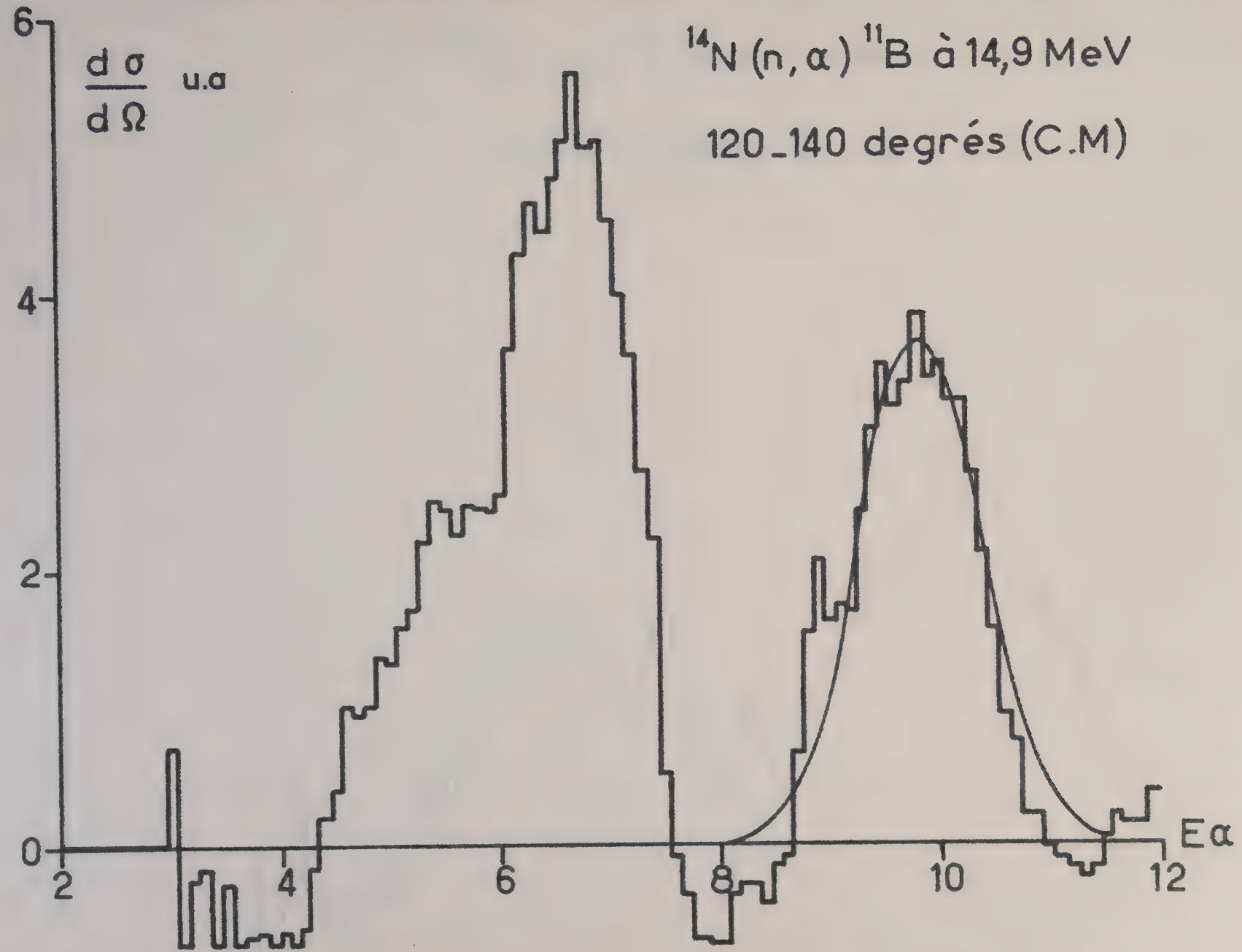

$^{14}N(n,\alpha)^{11}B$ à 14,9 MeV
120_140 degrés (C.M)
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ u.a
6
4
2
0
2
4
6
8
10
12
Eα

fig:89

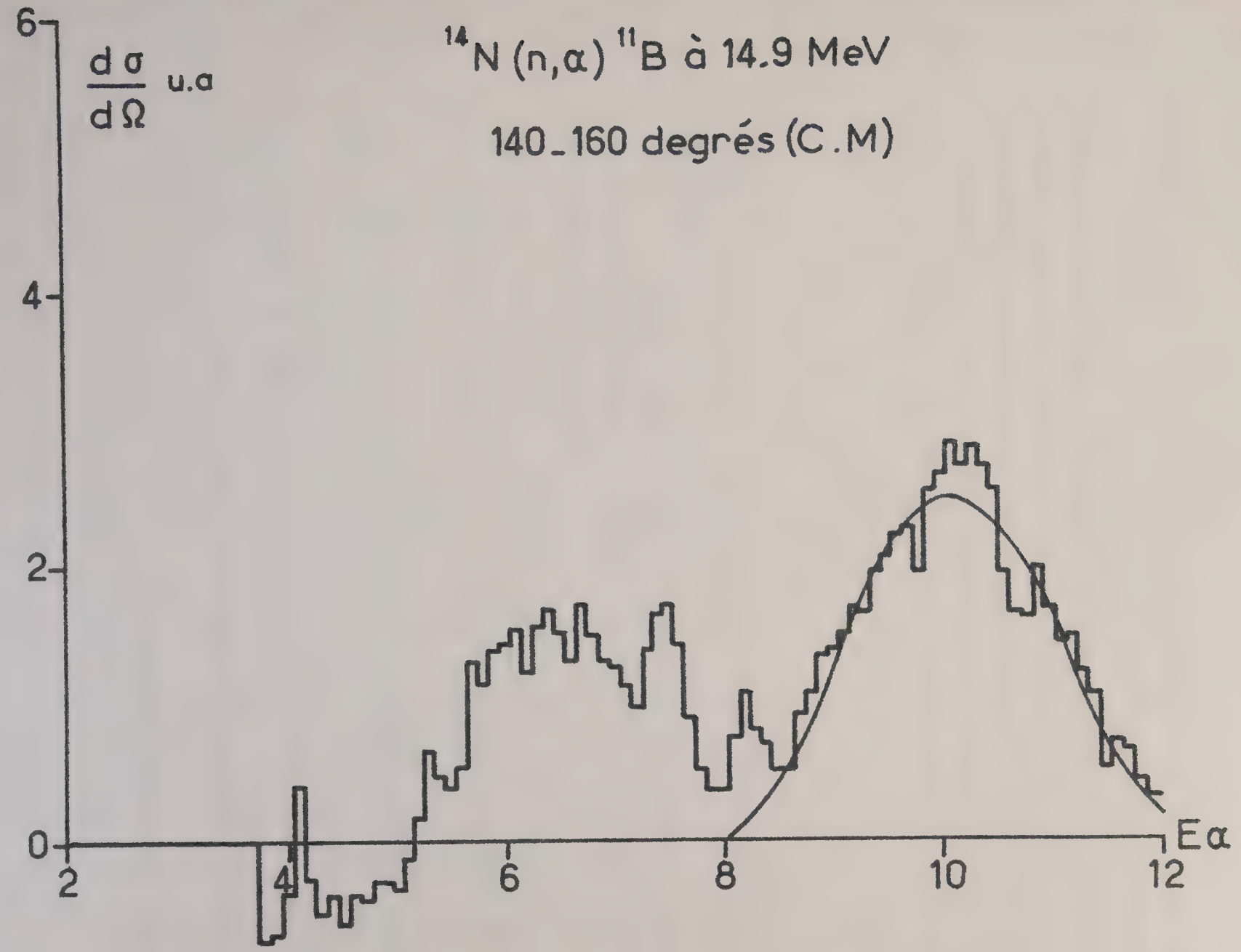
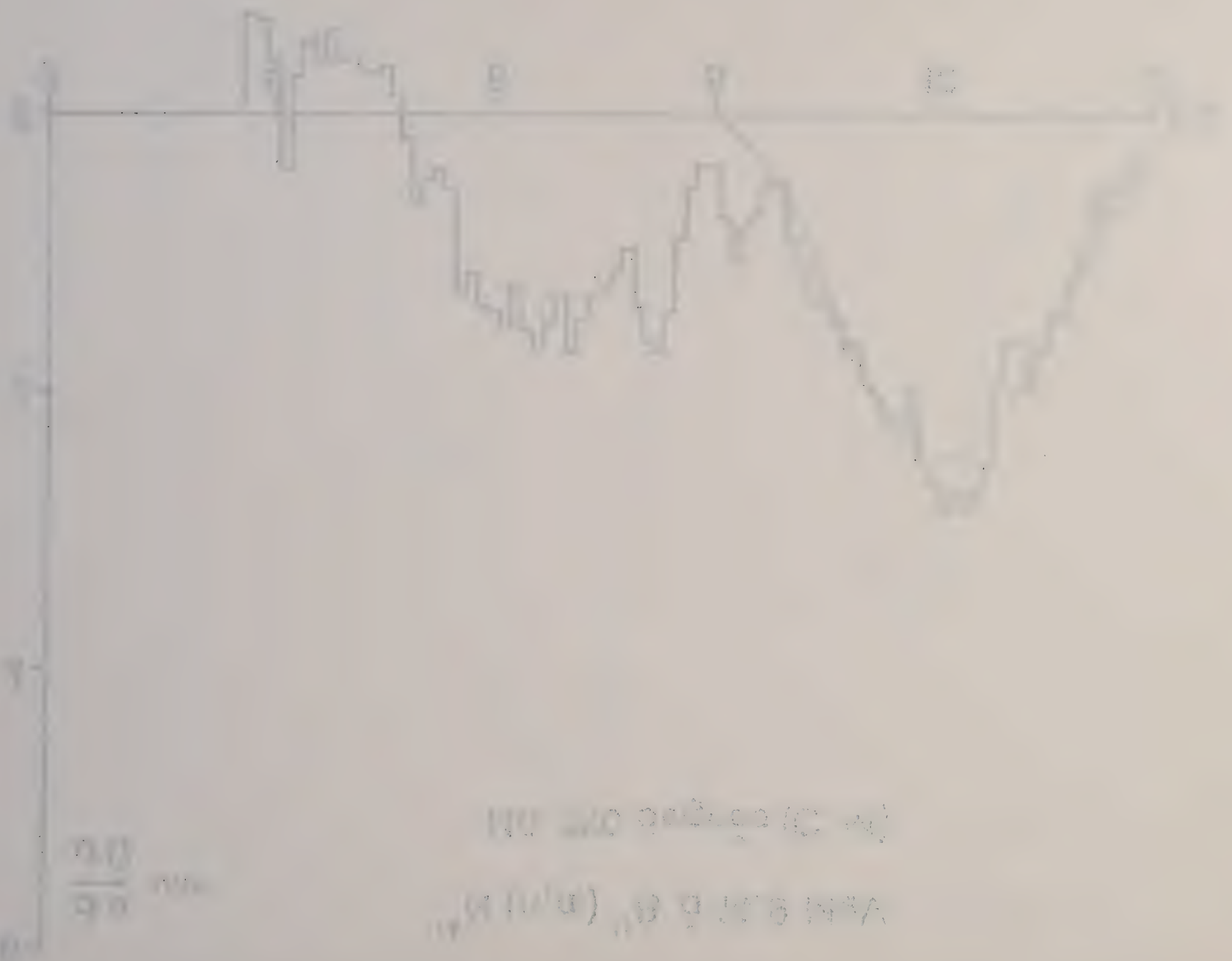

$^{14}N(n,\alpha)^{11}B$ à 14.9 MeV
140_160 degrés (C.M)
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ u.a
6
4
2
0
2
4
6
8
10
12
Eα

fig:90



détection (résolution du détecteur lui-même et résolution dûe à l'observateur).

Si nous considérons les particules α émises avec une énergie E_o dans une direction donnée, définie par l'angle d'émission θ par rapport à la direction des neutrons incidents et l'angle d'incidence g par rapport à la surface de l'émulsion photographique, nous obtenons un spectre en énergie caractérisé par la perte d'énergie maximum dans la cible $\Delta E(E_o, g)$ et par la résolution en énergie globale $\sigma(E_o, g)$ qui est voisine de l'expression :

$$\sqrt{\sigma_{E_n}^2 + \sigma_d^2}$$

où σ_{E_n} est la résolution en énergie due aux neutrons (411 keV) et σ_d est la résolution en énergie à la détection.

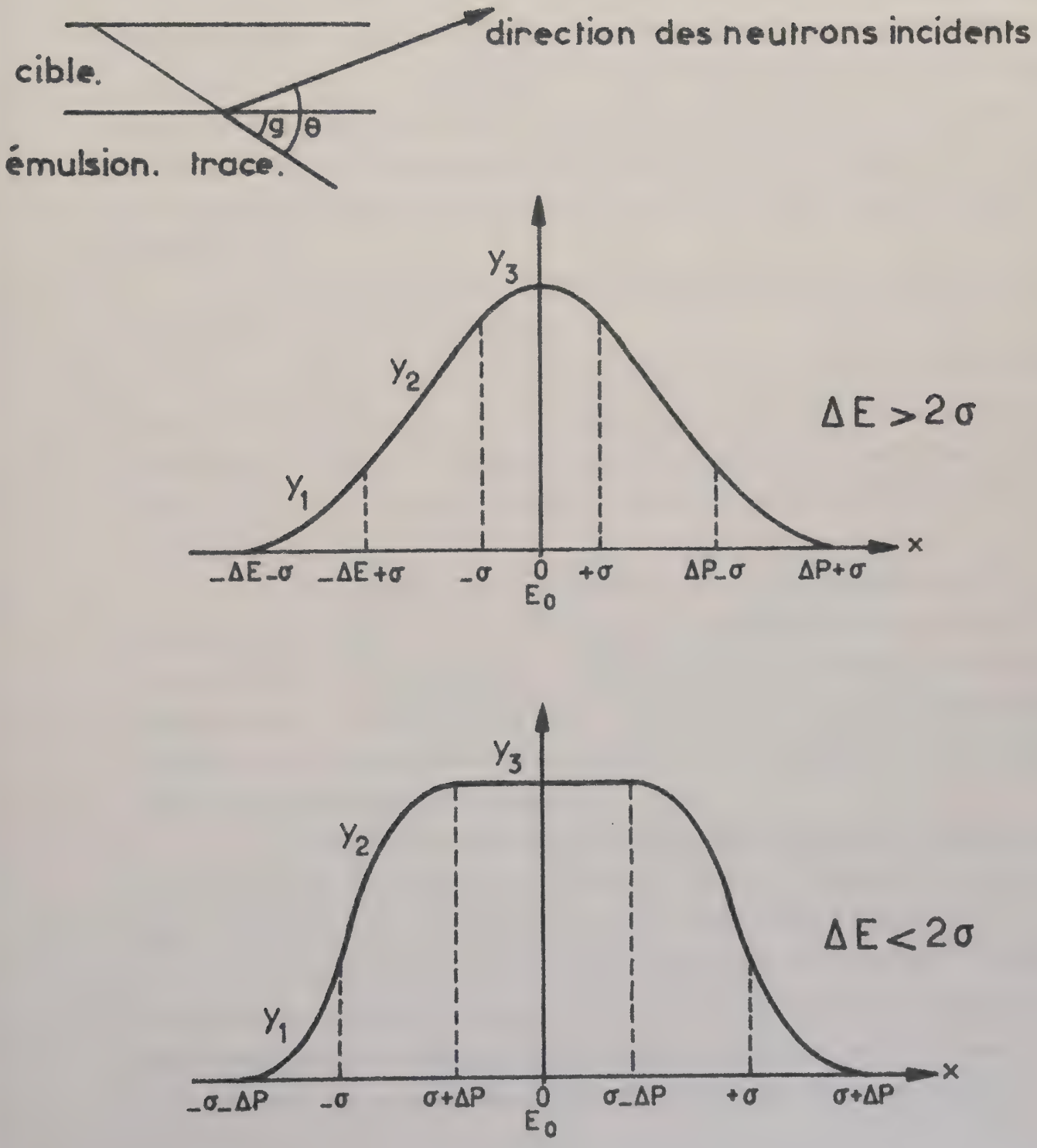
En assimilant la courbe de Gauss qui caractérise la résolution en énergie par un rectangle de largeur σ, ce spectre en énergie a la forme représentée sur la figure 91 .

Pour $\Delta E > 2\sigma$	Pour $\Delta E < 2\sigma$
$y_1 = \frac{h}{4\sigma}(x + \sigma + \Delta E)^2$	$y_1 = \frac{h}{2\Delta E}(x + \Delta E + \sigma)^2$
$y_2 = h(x + \Delta E)$	$y_2 = h(\frac{\Delta E}{2} - \frac{(x+\sigma)^2}{2\Delta E} + (x+\sigma))$
$y_3 = h(\Delta E - \frac{\sigma}{2} - \frac{x^2}{2\sigma})$	$y_3 = h\,\Delta E$

où h est tel que la surface de ce spectre corresponde au nombre de particules α émises.

Pour obtenir le spectre en énergie des particules α d'énergie E_o

fig: 91


direction des neutrons incidents
cible.
émulsion.
trace.
g
θ
y_3
y_2
y_1
$\Delta E > 2\sigma$
x
$-\Delta E-\sigma$
$-\Delta E+\sigma$
$-\sigma$
0
E_0
$+\sigma$
$\Delta P-\sigma$
$\Delta P+\sigma$
y_3
y_2
y_1
$\Delta E < 2\sigma$
x
$-\sigma-\Delta P$
$-\sigma$
$\sigma+\Delta P$
0
E_0
$\sigma-\Delta P$
$+\sigma$
$\sigma+\Delta P$

(dans le système du centre de masse) émises dans chaque plage angulaire (définie par les angles θ_1 et θ_2 dans le système du centre de masse) il nous faudrait intégrer les expressions précédentes dans l'angle solide de détection ($\theta_1 \leqslant \theta \leqslant \theta_2$ et $16° \leqslant g \leqslant 70°$). Afin d'éviter des calculs très complexes, les variables θ et g étant liées, nous avons préféré découper cet angle solide de détection en 9 parties égales pour chacune desquelles nous pouvons calculer une valeur moyenne de ΔE en tenant compte du transfert dans le système du laboratoire.

Nous avons dû supposer la distribution angulaire isotrope à l'intérieur de chaque plage angulaire.

Comme σ_d varie assez fortement d'un observateur à l'autre(106), nous avons déterminé pour chaque plage angulaire une résolution en énergie moyenne par un calcul de moindres carrés effectué sur le pic de la transition $^{14}N(n,\alpha_o)^{11}B$, qui est très intense et a donc une forme statistiquement bien déterminée.

En supposant que la résolution en énergie moyenne pour le groupe α_1 est la même que pour le groupe α_o, ce qui constitue une bonne approximation, nous avons obtenu les contributions respectives de ces deux transitions par un calcul de moindres carrés effectué sur les résultats expérimentaux; les courbes théoriques correspondant au résultat de ce calcul sont portées sur les spectres partiels.

Nous avons tracé sur les figures 92 et 93 les distributions angulaires associées aux transitions $^{14}N(n,\alpha_o)^{11}B$ et $^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B$; les valeurs absolues des sections efficaces sont données à 30 % près.

Très peu de travaux ont été consacrés à la réaction $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$. Le manque de statistique n'a pas permis à A.B. LILLIE (45) d'obtenir la distribution angulaire correspondant à une transition et, à notre connaissance, le seul travail auquel nous pouvons comparer nos résultats est celui de

fig:92

$^{14}N(n,\alpha_0)^{11}B$ à 14,9 MeV

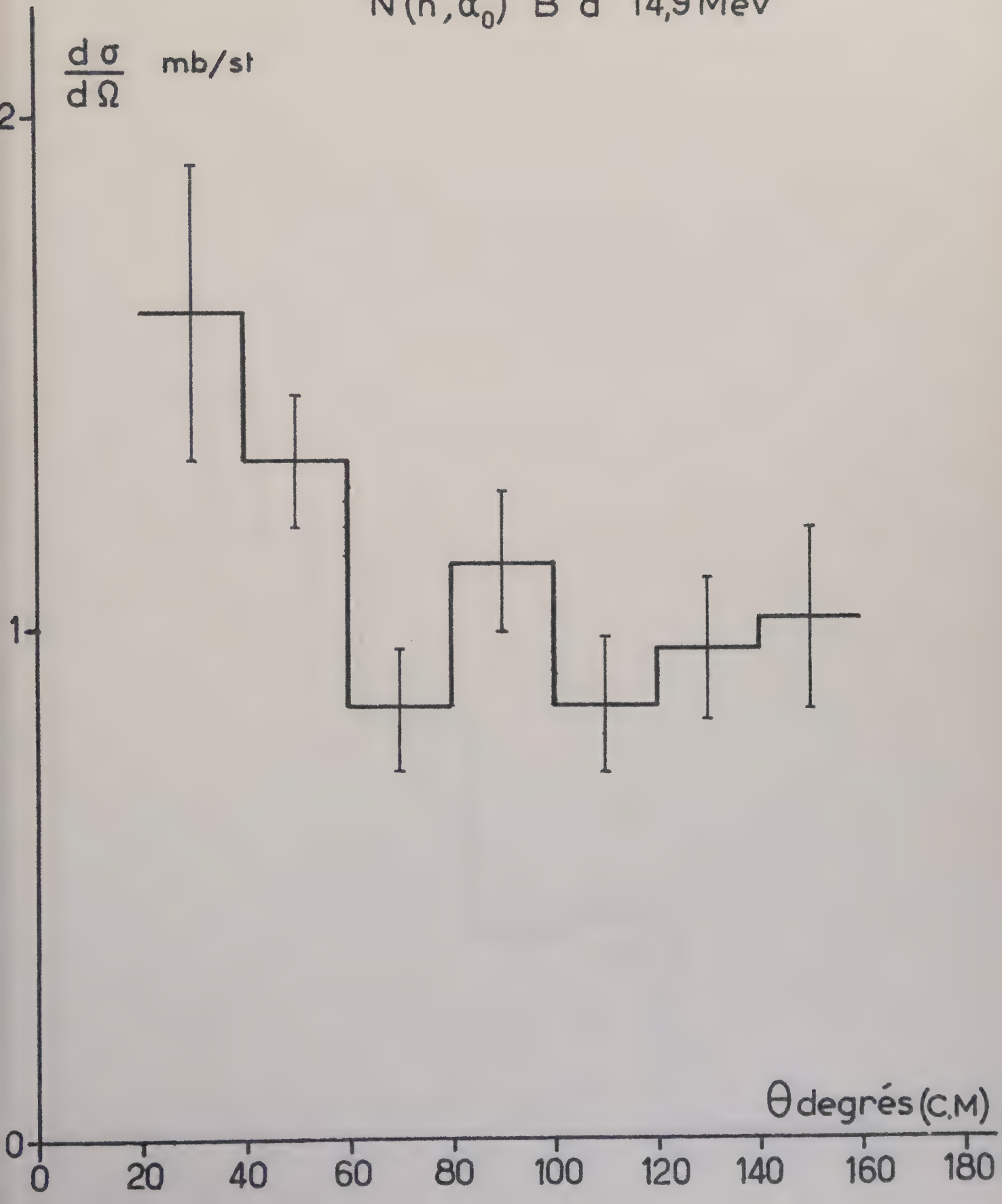
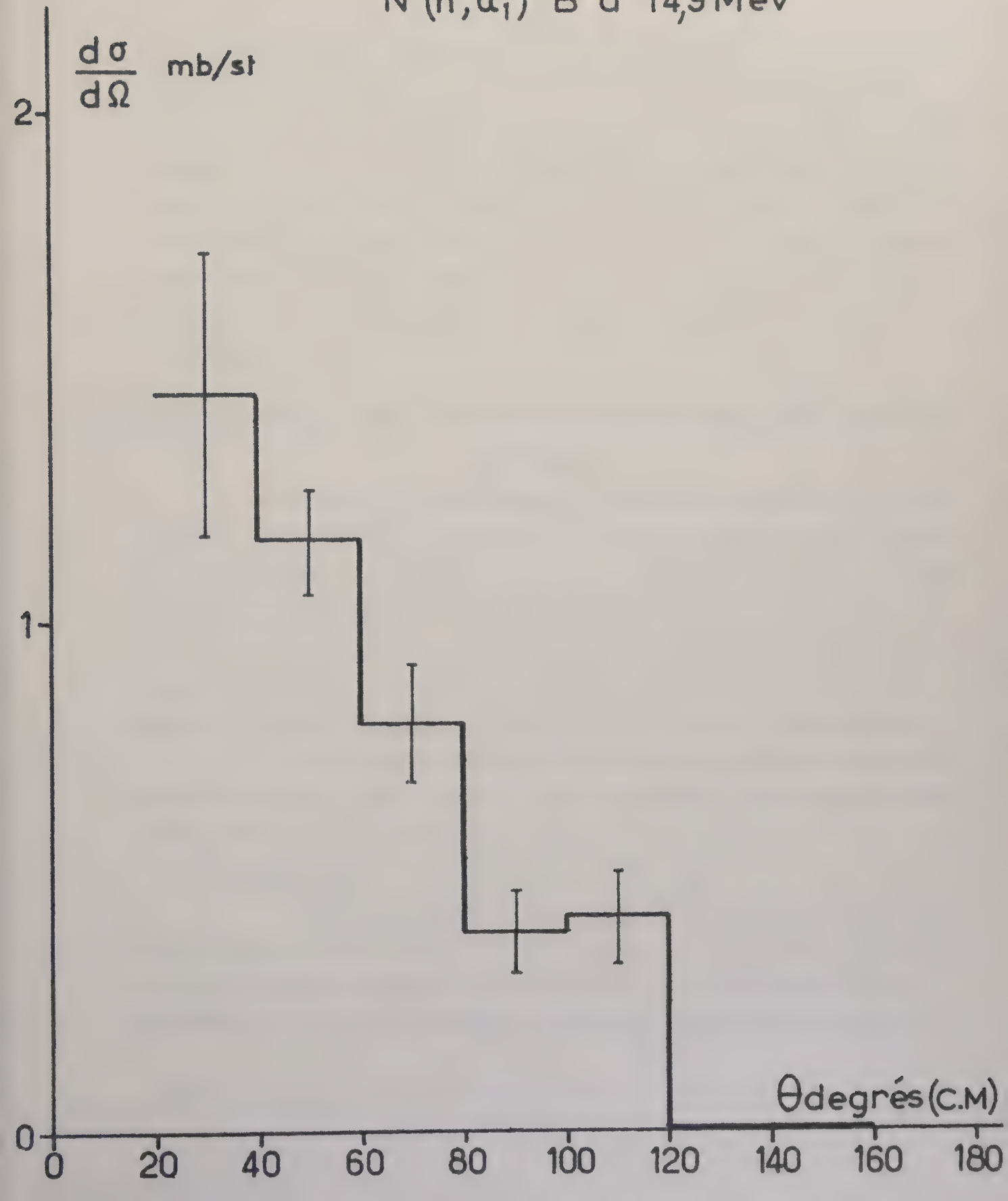


fig: 93

$^{14}N\ (n, \alpha_1)\ ^{11}B^*$ à 14,9 MeV



D.R. MAXSON, R.D. MURPHY et M.R. ZATZICK (57) ; ces auteurs ont obtenu la distribution angulaire associée à la transition $^{14}N(n,\alpha_o)^{11}B$ à l'aide d'un télescope comportant 2 compteurs proportionnels et un cristal scintillateur ; la section efficace différentielle correspondante part de 5 mb/sr à 0 degré, tombe à moins de 1 mb/sr à 60 degrés, et reste inférieure à 2 mb/sr jusqu'à 140 degrés ; une mesure à 150 degrés indique une légère remontée de la distribution angulaire vers l'arrière. Nous pouvons seulement dire que notre distribution angulaire n'est pas en désaccord avec ces résultats.

III - INTERPRETATION DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES : MECANISMES DE REACTION

Il n'est pas possible de décrire rigoureusement une réaction nucléaire ; il s'agit là d'un problème à n corps qui n'a pas reçu de solution. On a donc recours à des modèles qui sont conçus pour reproduire les caractéristiques principales des réactions nucléaires. Chaque modèle constitue, par rapport à la réalité, une approximation grossière et ne peut donc pas reproduire toutes les propriétés des réactions nucléaires ; il a donc fallu élaborer plusieurs modèles pour expliquer les résultats expérimentaux.

Les deux principaux modèles utilisés, qui représentent des situations extrêmes, sont le modèle du noyau composé, proposé par N. BOHR (107) en 1936, et le modèle d'interaction directe proposé par J.R. OPPENHEIMER et M. PHILLIPS en 1935 (108).

Le modèle du noyau composé est basé sur l'hypothèse suivante : la particule incidente est absorbée par le noyau cible avec lequel elle forme un état intermédiaire appelé noyau composé à l'intérieur duquel l'énergie apportée par la particule incidente est répartie entre tous les nucléons à la

suite de nombreuses collisions. Après un intervalle de temps qui peut être relativement long par rapport au temps de passage de la particule incidente à travers le noyau cible, une partie de l'énergie disponible se trouve concentrée par hasard sur un nucléon ou un groupement de nucléons, permettant à ce nucléon ou à ce groupement de nucléons de quitter le noyau composé en laissant le noyau résiduel dans son état fondamental ou dans un état excité.

Dans le modèle d'interaction directe, on suppose par contre que la particule incidente interagit seulement avec un petit nombre de nucléons du noyau cible, ce qui donne lieu à des réactions extrêmement rapides.

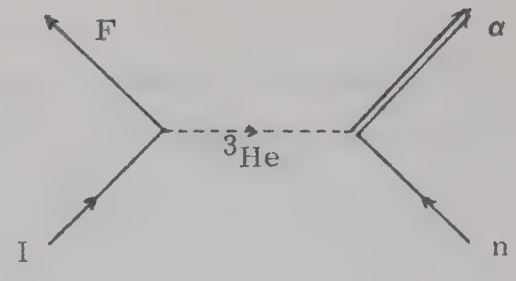
Nous avons vu précédemment que la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{25}Mg$ à 14,7 MeV est bien interprétée par le modèle du noyau composé alors que les distributions angulaires obtenues pour les transitions $^{28}Si(n,\alpha_o)^{25}Mg$, $^{28}Si(n,\alpha_1)^{25}Mg$, $^{16}O(n,\alpha_o)^{13}C$, $^{14}N(n,\alpha_o)^{11}B$ et $^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B$ sont dissymétriques par rapport à 90 degrés, donc en désaccord avec les prévisions de ce modèle. Essayons de voir si le modèle d'interaction directe permet d'expliquer la forme de ces distributions angulaires. Etant donné le faible parcours des particules α dans la matière nucléaire, nous devons admettre que les interactions directes qui donnent naissance aux réactions (n,α) se produisent à la surface des noyaux.

A) MECANISMES DE REACTION

Les différents mécanismes d'interaction directe que l'on peut envisager sont les suivants : $n + I \longrightarrow F + \alpha$

1) le Pick-up

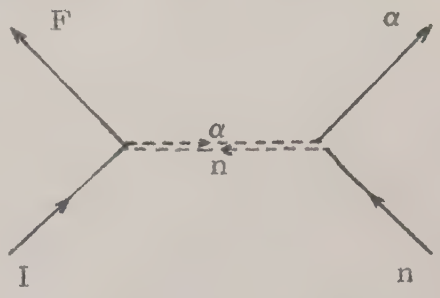
Le neutron incident capture les éléments d'un ^3He pour former une particule α . Pour pouvoir effectuer les



calculs, nous sommes amenés à supposer que le ^3He préexiste à la surface du noyau cible. La particule α est émise de préférence vers l'avant.

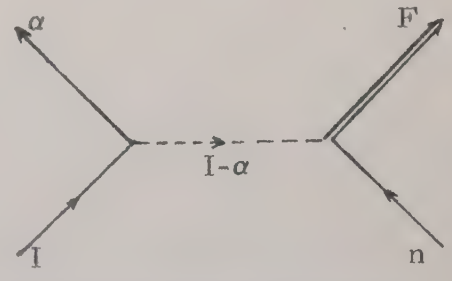
2) le Knock-on (appelé parfois knock-out)

Le neutron incident interagit avec les éléments d'une particule α, qu'il projette hors du noyau cible ; nous sommes amenés à supposer la préexistence d'une particule α à la surface du noyau cible. La particule α est émise de préférence vers l'avant.



3) le Stripping de l'ion lourd (appelé parfois knock-out ou backward stripping)

On suppose encore une sous-structure α ; le neutron incident capture le cœur du noyau cible tandis que la particule α est éjectée de préférence vers l'arrière.



Rappelons brièvement comment ces mécanismes peuvent être décrits :

B) DESCRIPTION THEORIQUE DE CES MECANISMES

Considérons la réaction $n + I \longrightarrow F + \alpha$

La voie initiale $n + I$ est caractérisée par l'indice i, et la voie finale $F + \alpha$ par l'indice f. Dans la voie initiale, nous pouvons définir la masse réduite M_i, la vitesse relative v_i, l'impulsion relative $\hbar \vec{k}_i$, et la distance relative $\vec{r}_i$.

Soient h_n et e_n l'hamiltonien et l'énergie internes de la particule n ; h_I et e_I l'hamiltonien et l'énergie internes de la particule I .

Soient φ_n la fonction d'onde décrivant l'état interne de la particule n , et φ_I la fonction d'onde décrivant l'état interne de la particule I .

Nous pouvons écrire les relations :

$$h_n \varphi_n = e_n \varphi_n$$

$$h_I \varphi_I = e_I \varphi_I$$

$\varphi_i = \varphi_n \varphi_I$ est la fonction d'onde de norme 1 décrivant l'état interne des particules n et I .

L'hamiltonien du système s'écrit :

$$H = h_n + h_I + \frac{\hbar^2 k_i^2}{2M_i} + V_i = H_i + V_i = H_f + V_f$$

et son énergie interne :

$$E = e_n + e_I + \frac{\hbar^2 k_i^2}{2M_i} = e_\alpha + e_F + \frac{\hbar^2 k_f^2}{2M_f}$$

A chaque ensemble de conditions initiales i , il est possible d'associer une onde plane $\Phi_i = \varphi_i \cdot e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_i}$ et les deux ondes stationnaires $\psi_i^{(+)}$ et $\psi_i^{(-)}$, solutions stationnaires de l'hamiltonien H correspondant à l'énergie E ; $\psi_i^{(+)}$ a un comportement asymptotique en $e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_i}$ + onde sortante dans la voie d'entrée, et un comportement d'onde sortante dans toutes les voies de sortie ouvertes ; $\psi_i^{(-)}$ a un comportement asymptotique en $e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_i}$ +

onde entrante dans la voie d'entrée, et un comportement d'onde entrante dans toutes les voies de sortie ouvertes.

Ces 3 fonctions sont définies par les relations :

$$H_i \cdot \Phi_i = E \cdot \Phi_i$$

$$H \cdot \psi_i^{(\pm)} = E \cdot \psi_i^{(\pm)}$$

Nous pouvons également définir dans chaque voie de sortie f les fonctions Φ_f, $\psi_f^{(+)}$ et $\psi_f^{(-)}$. Si nous nous limitons aux voies de sortie dans lesquelles 2 particules sont émises, nous pouvons écrire :

$$\psi_i^{(\pm)} \underset{r \to \infty}{\sim} \varphi_i \cdot e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_i} + \sum_f \varphi_f \cdot f_{if}^{(\pm)} \cdot \frac{e^{\pm i k_f \cdot r_f}}{r_f}$$

Des considérations de flux permettent d'écrire la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma_{i \to f}}{d\Omega_f} = \frac{v_f}{v_i} \left| f_{if}^{(+)}(\Omega_f) \right|^2$$

Introduisons la matrice de transition T, telle que

$$T_{if} = \langle \Phi_f \mid T \mid \Phi_i \rangle = \langle \Phi_f \mid v_f \mid \psi_i^{(+)} \rangle$$

On peut montrer (109) que :

$$T_{if} = -\frac{2\pi\hbar^2}{M_f} \cdot f_{if}^{(+)}(\Omega_f)$$

et que

$$\langle \Phi_f \left| v_f \right| \psi_i^{(+)} \rangle = \langle \psi_f^{(-)} \left| v_i \right| \Phi_i \rangle$$

Nous obtenons donc :

$$\frac{d\sigma_{i \longrightarrow f}}{d\Omega_f} = \frac{M_i M_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{k_f}{k_i} \left| T_{i \longrightarrow f} \right|^2 \qquad (25)$$

avec

$$T_{i \longrightarrow f} = \langle \Phi_f \left| v_f \right| \psi_i^{(+)} \rangle = \langle \psi_i^{(-)} \left| v_i \right| \Phi_i \rangle \qquad (26)$$

La section efficace différentielle correspondant à une transition donnée est obtenue en faisant une moyenne sur les états initiaux et en sommant sur les états finaux.

Les fonctions $\psi_i^{(+)}$ et $\psi_i^{(-)}$ ne sont pas connues et nous devons donc faire des approximations.

L'approximation de l'impulsion, introduite par G.F. CHEW (110) et reprise par S.T. BUTLER (111), permet d'écrire :

$$\begin{aligned} V_i &= V_{nc} + V_n\,{}^3He \\ V_f &= V_{nc} + V_{{}^3He\ c} \end{aligned} \qquad (28)$$

b) Knock-on et stripping de l'ion lourd : $n + (^{\alpha}_{c}) \longrightarrow (^{c}_{n}) + \alpha$

L'approximation de l'impulsion permet encore d'écrire :

$$\begin{aligned} V_i &= V_{n\alpha} + V_{nc} \\ V_f &= V_{n\alpha} + V_{\alpha c} \end{aligned} \qquad (29)$$

2) Approximation de BORN pour les ondes distordues (DWBA)

Si nous connaissons les potentiels optiques V_{oi} et V_{of} responsables de la diffusion élastique dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie, nous pouvons déterminer dans chacune de ces voies un hamiltonien $\hat{H}$ décrivant cette diffusion :

$$\begin{aligned} \hat{H}_i &= H_i + V_{ci} + V_{oi} \\ \hat{H}_f &= H_f + V_{cf} + V_{of} \end{aligned}$$

où V_{ci} et V_{cf} sont les potentiels coulombiens . $\hat{H}$ est relié à l'hamiltonien

total par la relation :

$$H = \hat{H}_i + W_i = \hat{H}_f + W_f$$

Les potentiels résiduels W_i et W_f sont considérés comme des perturbations.

Les ondes distordues $\chi_i^{(\pm)}$ et $\chi_f^{(\pm)}$ associées aux hamiltoniens $\hat{H}_i$ et $\hat{H}_f$ sont déterminées par la résolution des équations de SCHRÖDINGER :

$$H_i \, \chi_i^{(\pm)} = E \, \chi_i^{(\pm)}$$

$$H_f \, \chi_f^{(\pm)} = E \, \chi_f^{(\pm)}$$

L'élément de matrice de transition $T_{i \longrightarrow f}$ peut s'écrire sous la forme (109) :

$$T_{i \longrightarrow f} = \langle \Phi_f \left| \hat{H}_i - H_f \right| \chi_i^{(+)} \rangle + \langle \psi_f^{(-)} \left| H - \hat{H}_i \right| \chi_i^{(+)} \rangle$$

ou

$$\langle \chi_f^{(-)} \left| \hat{H}_f - H_i \right| \Phi_i \rangle + \langle \chi_f^{(-)} \left| H - \hat{H}_f \right| \psi_i^{(+)} \rangle$$

d'où

$$T_{i \longrightarrow f} = \langle \Phi_f \left| V_f - W_i \right| \chi_i^{(+)} \rangle + \langle \psi_f^{(-)} \left| W_i \right| \chi_i^{(+)} \rangle$$

ou

$$\langle \chi_f^{(-)} \left| V_i - W_f \right| \Phi_i \rangle + \langle \chi_f^{(-)} \left| W_f \right| \psi_i^{(+)} \rangle$$

L'introduction des fonctions de GREEN : $\hat{G}_i^{(\pm)} = \lim_{\varepsilon \longrightarrow 0^+} \frac{1}{E - \hat{H}_i \pm i\varepsilon}$

et $\hat{G}_f^{(\pm)} = \lim_{\varepsilon \to 0^+} \frac{1}{E-\hat{H}_f \pm i\varepsilon}$ $(\varepsilon > 0)$ permet d'écrire les fonctions d'onde $\psi_i^{(\pm)}$ et $\psi_f^{(\pm)}$ sous la forme :

$$\psi_i^{(\pm)} = \chi_i^{(\pm)} + \hat{G}_i^{(\pm)} W_i \psi_i^{(\pm)} = \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} (\hat{G}_i^{(\pm)} W_i)^n \right] \chi_i^{(\pm)}$$

$$\psi_f^{(\pm)} = \chi_f^{(\pm)} + \hat{G}_f^{(\pm)} W_f \psi_f^{(\pm)} = \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} (\hat{G}_f^{(\pm)} W_f)^n \right] \chi_f^{(\pm)}$$

L'approximation DWBA consiste à remplacer les fonctions d'ondes $\psi_i^{(\pm)}$ et $\psi_f^{(\pm)}$ par le premier terme de leur développement, c'est-à-dire respectivement par les ondes distordues $\chi_i^{(\pm)}$ et $\chi_f^{(\pm)}$; nous avons alors :

$$T_{i \to f}\,(\text{DWBA}) = \langle \Phi_f | V_f - W_i | \chi_i^{(\pm)} \rangle + \langle \chi_f^{(-)} | W_i | \chi_i^{(+)} \rangle$$

$$T_{i \to f}\,(\text{DWBA}) = \langle \chi_f^{(-)} | V_i - W_f | \Phi_i \rangle + \langle \chi_f^{(-)} | W_f | \chi_i^{(+)} \rangle \qquad (30)$$

En supposant que le cœur c du noyau cible est infiniment lourd, on peut montrer que le premier terme de l'une ou l'autre de ces deux expressions est nul (cela provient de l'orthogonalité de 2 fonctions d'onde apparaissant dans ce terme lorsque l'on développe les ondes Φ et χ) .

De nombreux auteurs, dont W. TOBOCMAN (112) , négligent ce premier terme en supposant qu'il est faible par rapport au second, même lorsque la masse du cœur c est finie.

Nous avons alors :

$$T_{i \rightarrow f} \simeq \langle \chi_f^{(-)} \left| W_i \right| \chi_i^{(+)} \rangle \text{ ou } \langle \chi_f^{(-)} \left| W_f \right| \chi_i^{(+)} \rangle$$

a) Pick-up

$$W_i = V_{n\,^3He} + V_{nc} - V_{\text{optique}\ n\,(c\,+\,^3He)}$$

$$W_f = V_{^3He\ c} + V_{nc} - V_{\text{coulombien}\ c\,(n\,+\,^3He)} - V_{\text{optique}\ c\,(n\,+\,^3He)}$$

Si le cœur c est beaucoup plus lourd que la particule ^3He capturée :

$$V_{\text{optique}\ n\,(c\,+\,^3He)} \simeq V_{\text{optique}\ nc} = \overline{V_{nc}}$$

D'où

$$W_i = V_{n\,^3He} + V_{nc} - \overline{V_{nc}} \simeq V_{n\,^3He}$$

C'est cette approximation qui a été utilisée dans le calcul de nos distributions angulaires de pick-up .

$$\boxed{T_{i \rightarrow f}\ (\text{pick-up}) \simeq \langle \chi_f^{(-)} \left| V_{n\,^3He} \right| \chi_i^{(+)} \rangle \quad \text{DWBA}} \qquad (31)$$

b) Knock-on et stripping de l'ion lourd

Nous pouvons écrire de même :

$$W_i = V_{nc} + V_{n\alpha} - \overline{V_{n(c+\alpha)}} \simeq V_{nc} + V_{n\alpha} - \overline{V_{nc}} \simeq V_{n\alpha}$$

$$W_f = V_{\alpha c} + V_{n\alpha} - \overline{V_{\alpha(c+n)}} \simeq V_{\alpha c} + V_{n\alpha} - \overline{V_{\alpha c}} \simeq V_{n\alpha}$$

Or, ce potentiel $V_{n\alpha}$ permet de rendre compte du mécanisme de knock-on seulement ; le potentiel responsable du stripping de l'ion lourd a disparu au cours des deux approximations. C. FAYARD (113) a donc préféré revenir à l'expression (30) sur laquelle il effectue une seconde approximation de BORN, en remplaçant l'onde plane Φ par l'onde distordue χ.

L'amplitude de transition s'écrit alors :

$$T_{i \to f} \simeq \langle \chi_f^{(-)} | V_f - W_i | \chi_i^{(+)} \rangle + \langle \chi_f^{(-)} | W_i | \chi_i^{(+)} \rangle = \langle \chi_f^{(-)} | V_f | \chi_i^{(+)} \rangle$$

ou

$$\simeq \langle \chi_f^{(-)} | V_i - W_f | \chi_i^{(+)} \rangle + \langle \chi_f^{(-)} | W_f | \chi_i^{(+)} \rangle = \langle \chi_f^{(-)} | V_i | \chi_i^{(+)} \rangle$$

Donc :

$$T_{i \to f} \text{ (knock-on stripping) DWBA} \simeq \langle \chi_f^{(-)} | V_{n\alpha} + V_{\alpha c} | \chi_i^{(+)} \rangle \text{ ou } \langle \chi_f^{(-)} | V_{n\alpha} + V_{nc} | \chi_i^{(+)} \rangle \quad (32)$$

Le premier potentiel $V_{n\alpha}$ rend compte du mécanisme de knock-on et le second $V_{\alpha c}$ (ou V_{nc}) du mécanisme de stripping de l'ion lourd .

A) CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

Considérons la réaction $n + I \longrightarrow F + \alpha$

Comme nous l'avons vu précédemment, la section efficace différentielle est donnée par l'expression :

$$\frac{d\sigma_{n\alpha}}{d\Omega} = \frac{M_i M_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2S_n+1)(2S_I+1)} \sum_{\substack{m_n m_I \\ m_F m_\alpha}} (T.T^*) \qquad (33)$$

avec $T = \langle \Phi_f | V | \Phi_i \rangle$ (PWBA) ou $\langle \chi_f^{(-)} | V | \chi_i^{(+)} \rangle$ (DWBA)

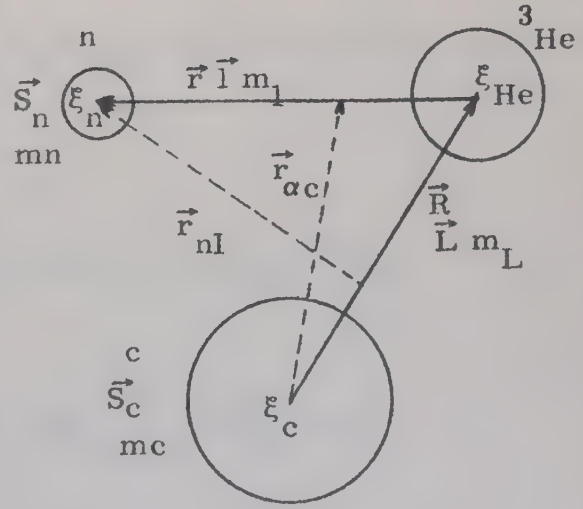
1) Pick-up $\qquad n + (^3He)_c \longrightarrow c + (^3He)_n$

L'amplitude de transition s'écrit sous la forme :

$$T = \int \psi^*_{\alpha c}(\vec{k}_{\alpha c}, \vec{r}_{\alpha c}) . \Phi^*_{S_c m_c}(\xi_c) . \Phi^*_{S_\alpha m_\alpha}(\xi_{He}, \xi_n, \vec{r}) . V$$

$$. \Phi_{S_I m_I}(\xi_c, \xi_{He}, \vec{R}) \Phi_{S_n m_n}(\xi_n) . \psi_{nI}(\vec{k}_{nI}, \vec{r}_{nI}) . d\xi_c . d\xi_{He} . d\xi_n . d\vec{R} . d\vec{r}$$

Les fonctions ψ_{ij} sont des fonctions d'onde planes ou distordues décrivant le mouvement relatif des particules i et j . Les fonctions $\Phi_{Sm}(\xi)$ sont des fonctions d'onde internes des particules de moment angulaire S (de



composante m) , agissant sur la variable interne ξ .

$$\vec{r}_{nI} = \vec{r} + \frac{M_c}{M_c + M_{He}} \vec{R}$$

$$\vec{r}_{\alpha c} = \vec{R} + \frac{M_n}{M_n + M_{He}} \vec{r}$$

Les fonctions d'onde $\Phi_{S_\alpha m_\alpha}(\xi_{He}, \xi_n, \vec{r})$ et $\Phi_{S_I m_I}(\xi_c, \xi_{He}, \vec{R})$ des particules composées α et I peuvent s'exprimer en fonction des fonctions d'onde internes des particules qui les composent.

$$\Phi_{S_I m_I}(\xi_c, \xi_{He}, \vec{R}) = \langle \xi_c, \xi_{He}, \vec{R} \,|\, S_I m_I \rangle$$

$$\vec{S}_I = \vec{S}_c + \vec{J} \qquad \text{avec} \quad \vec{J} = \vec{L} + \vec{S}_{He}$$

Nous pouvons écrire :

$$|S_I m_I\rangle = \sum_{m'_c m_J} \langle S_c J m'_c m_J | S_I m_I \rangle |S_c m'_c\rangle \, |J m_J\rangle$$

$$|J m_J\rangle = \sum_{m_L m_{He}} \langle L S_{He} m_L m_{He} | J m_J \rangle |L m_L\rangle \, |S_{He} m_{He}\rangle$$

D'où

$$\langle \xi_c \xi_{He} \vec{R} \,|\, S_I m_I \rangle = \sum_{\substack{m'_c m_J \\ m_L m_{He}}} \langle S_c J m'_c m_J | S_I m_I \rangle \langle L S_{He} m_L m_{He} | J m_J \rangle \cdot \langle R \,|\, L m_L \rangle \langle \xi_{He} | S_{He} m_{He} \rangle \langle \xi_c | S_c m'_c \rangle$$

en supposant qu'il n'y a pas de mélange de configurations

$\langle \xi_{He} | S_{He} m_{He} \rangle = \Phi_{S_{He} m_{He}}(\xi_{He})$: fonction d'onde interne de la particule ^3He

$\langle \xi_c | S_c m'_c \rangle = \Phi_{S_c m'_c}(\xi_c)$: fonction d'onde interne du cœur c .

$\langle R | L m_L \rangle$ représente la fonction de couplage entre le cœur c et la particule ^3He à l'intérieur du noyau cible I ; en séparant la partie radiale et la partie angulaire, nous pouvons l'écrire sous la forme :

$$\langle R | L m_L \rangle = i^L \cdot Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{R}}) \cdot U_L(R)$$

En remplaçant les coefficients de Clebsch Gordan par les coefficients (3 j) de Wigner à l'aide de la relation

$$\langle J_1 J_2 m_1 m_2 | JM \rangle = \sqrt{2J+1} \cdot (-1)^{J_2 - J_1 - M} \begin{pmatrix} J_1 & J_2 & J \\ m_1 & m_2 & -M \end{pmatrix}$$

Nous obtenons :

$$\Phi_{S_I m_I}(\xi_c, \xi_{He}, \vec{R}) = \sqrt{2S_I+1} \cdot \sqrt{2J+1} \cdot (-1)^{J-S_c+S_{He}-L-m_I} \sum_{\substack{m'_c \; m_J \\ m_L \; m_{He}}} (-1)^{-m_J} \begin{pmatrix} S_c & J & S_I \\ m'_c & m_J & -m_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & S_{He} & J \\ m_L & m_{He} & -m_J \end{pmatrix}$$

$$\Phi_{S_c m'_c}(\xi_c) \cdot \Phi_{S_{He} m_{He}}(\xi_{He}) \cdot i^L \cdot Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{R}}) \cdot U_L(R)$$

et parallèlement :

$$\Phi_{S_\alpha M_\alpha}(\xi_{He}, \xi_n, \vec{r}) = \sqrt{2S_\alpha+1} \cdot \sqrt{2K+1} \cdot (-1)^{K-S_{He}+S_n-1-m_\alpha}$$

$$\sum_{\substack{m'_{He} m_K \\ m_l \; m'_n}} (-1)^{-m_K} \begin{pmatrix} S_{He} & K & S_\alpha \\ m'_{He} & m_K & -m_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & S_n & K \\ m_l & m'_n & -m_K \end{pmatrix}$$

$$\cdot \Phi_{S_{He} m'_{He}}(\xi_{He}) \cdot \Phi_{S_n m'_n}(\xi_n) \cdot i^l \cdot Y_l^{m_l}(\Omega_{\vec{r}}) \cdot U_l(r)$$

ce qui permet d'écrire l'amplitude de transition sous la forme :

$$T = \sqrt{(2S_I+1)(2J+1)(2K+1)(2S_\alpha+1)}\,(-1)^{J+K+S_n-L-l-S_c-m_I-m_\alpha}$$

$$\sum_{\substack{m'_c m_J m_L m_{He} \\ m'_n m_K m_l m'_{He}}} (-1)^{-m_J-m_K} \begin{pmatrix} S_c & J & S_I \\ m'_c & m_J & -m_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & S_{He} & J \\ m_L & m_{He} & -m_J \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{He} & K & S_\alpha \\ m'_{He} & m_K & -m_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & S_n & K \\ m_l & m'_n & -m_K \end{pmatrix}$$

$$\cdot \int \psi^*_{\alpha c}(\vec{k}_{\alpha c}, \vec{r}_{\alpha c}) \cdot \Phi^*_{S_c m_c}(\xi_c) \cdot \Phi^*_{S_{He} m'_{He}}(\xi_{He}) \cdot \Phi_{S_n m'_n}(\xi_n) \cdot i^{-l} \cdot Y_l^{m_l}(\Omega_{\vec{r}}) \cdot U_l(r) \cdot V \cdot$$

$$\cdot \Phi_{S_c m'_c}(\xi_c) \cdot \Phi_{S_{He} m_{He}}(\xi_{He}) \cdot i^L \cdot Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{R}}) \cdot U_L(R) \cdot \Phi_{S_n m_n}(\xi_n) \cdot \psi_{nI}(\vec{k}_{nI}, \vec{r}_{nI}) \cdot d\xi_c \cdot$$

$$\cdot d\xi_{He} \cdot d\xi_n \cdot d\vec{r} \cdot d\vec{R}$$

Si nous supposons le potentiel V indépendant des spins et des variables internes ξ , nous pouvons intégrer sur les variables internes ξ et sommer sur m'_{He} , m'_n et m'_c en tenant compte des propriétés d'orthogonalité des fonctions d'onde internes Φ .

$$\int \Phi^*_{S_n m'_n}(\xi_n) \cdot \Phi_{S_n m_n}(\xi_n) \cdot \Phi^*_{S_c m_c}(\xi_c) \cdot \Phi_{S_c m'_c}(\xi_c) \cdot \Phi^*_{S_{He} m'_{He}}(\xi_{He}) \cdot \Phi_{S_{He} m_{He}}(\xi_{He})$$

$$d\xi_n \cdot d\xi_c \cdot d\xi_{He} = \theta^{S_n}_{S_n S_{He}} \cdot \delta_{m_n m'_n} \cdot \delta_{m_c m'_c} \cdot \delta_{m_{He} m'_{He}}$$

$\theta^{S_c}_{S_n S_{He}}$ est le paramètre de largeur réduite ; il contient toutes les informations sur la structure nucléaire des trois éléments mis en cause : neutron - cœur c - ^3He .

Comme nous ne connaissons pas les fonctions d'onde $\Phi_{S_{He} m_{He}}(\xi_{He})$ et $\Phi_{S_c m_c}(\xi_c)$, nous ne pouvons pas déterminer ce paramètre de largeur réduite ; il en résulte que la section efficace différentielle ne pourra être obtenue qu'en valeur relative et sera normée par comparaison avec les résultats expérimentaux.

La particule α émise a un spin nul , donc $S_\alpha = m_\alpha = 0$; nous avons d'autre part :

$$\begin{array}{ccccc} n & + & ^3He & \longrightarrow & \alpha \\ \frac{1}{2}^+ & 1 & \frac{1}{2}^+ & & 0^+ \end{array}$$

puisque la particule α sortante est formée par la capture du ^3He par le neutron incident.

Nous pouvons en déduire que $1 = m_1 = 0$.

En tenant compte du fait que :

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & 0 \\ m_1 & m_2 & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2\,j_1+1}} \; (-1)^{j_1-m_1} . \delta_{j_1 j_2} . \delta_{m_1 - m_2}$$

Nous pouvons écrire l'amplitude de transition

$$T = c . (-1)^{J-L-S_c-m_I} . \theta^{S_c}_{S_n S_{He}} . \sum_{m_J m_L} (-1)^{-m_J-m_n} \begin{pmatrix} S_c & J & S_I \\ m_c & m_J & -m_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & S_n & J \\ m_L & -m_n & -m_J \end{pmatrix} . H_{L\,m_L}$$

avec

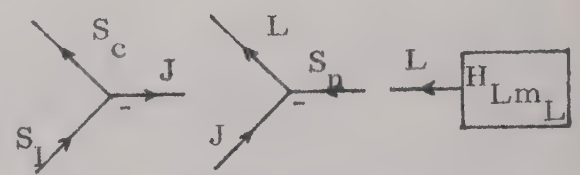
$$c = \frac{\sqrt{(2S_I+1)(2J+1)(2S_n+1)}}{2S_n+1}$$

et

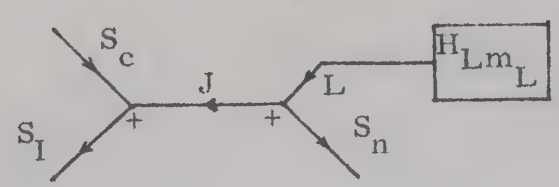
$$H_{L m_L} = \int \psi^*_{ac}(\vec{k}_{ac}, \vec{r}_{ac}) . U^*_o(r) . \sqrt{4\pi} \cdot V \cdot i^L . Y^{m_L}_L(\Omega_{\vec{R}}) . U_L(R) \cdot \psi_{nI}(\vec{k}_{nI}, \vec{r}_{nI}) . d\vec{r} . d\vec{R}$$

Avec les conventions présentées par J.N. MASSOT (114) , cette expression peut se présenter sous la forme :

$$T = c . (-1)^{J-L-S_c-m_I} . \theta^{S_c}_{S_n S_{He}} . \sum_{m_J m_L} (-1)^{-m_J-m_n}$$



$$T = c . \theta^{S_c}_{S_n S_{He}} . (-1)^{-S_c-m_c}$$



Nous avons de même :

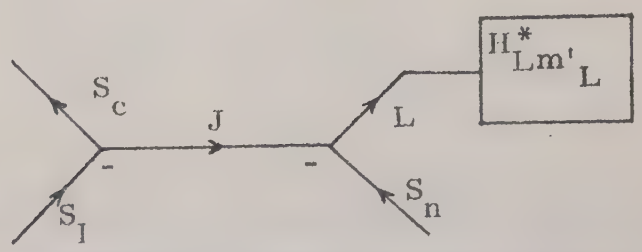
$$T^* = c.(-1)^{J-L-S_c-m_I}.\theta^{S_c^*}_{S_n S_{He}} . \sum_{m'_J m'_L} (-1)^{-m'_J-m_n} \begin{pmatrix} S_c & J & S_I \\ m_c & m'_J & -m_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & S_n & J \\ m'_L & m_n & -m'_J \end{pmatrix} . H^*_{L\,m'_L}$$

avec

$$H^*_{L\,m'_L} = (-1)^{m'_L} . \int \psi_{\alpha c}(\vec{k}_{\alpha c}, \vec{r}_{\alpha c}) . U_o(r) . \sqrt{4\pi} . V . U^*_L(R) . i^{-L} . Y_L^{-m'_L}(\Omega_{\vec{R}}) . \psi^*_{nI}(\vec{k}_{nI}, \vec{r}_{nI}) . d\vec{r} . d\vec{R}$$

D'où

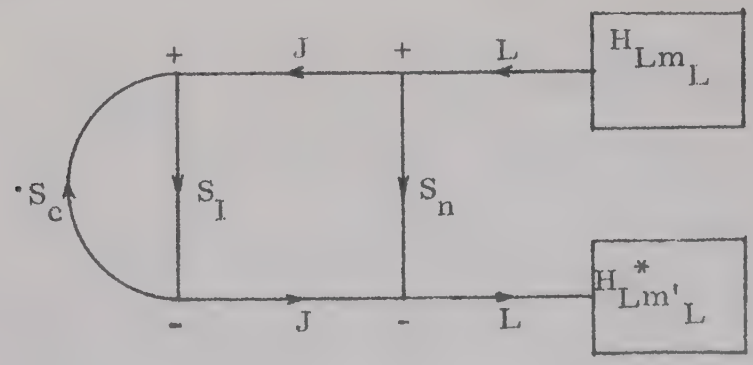
$$T^* = c.\theta^{S_c^*}_{S_n S_{He}} .(-1)^{-S_c-m_I-m_n}$$

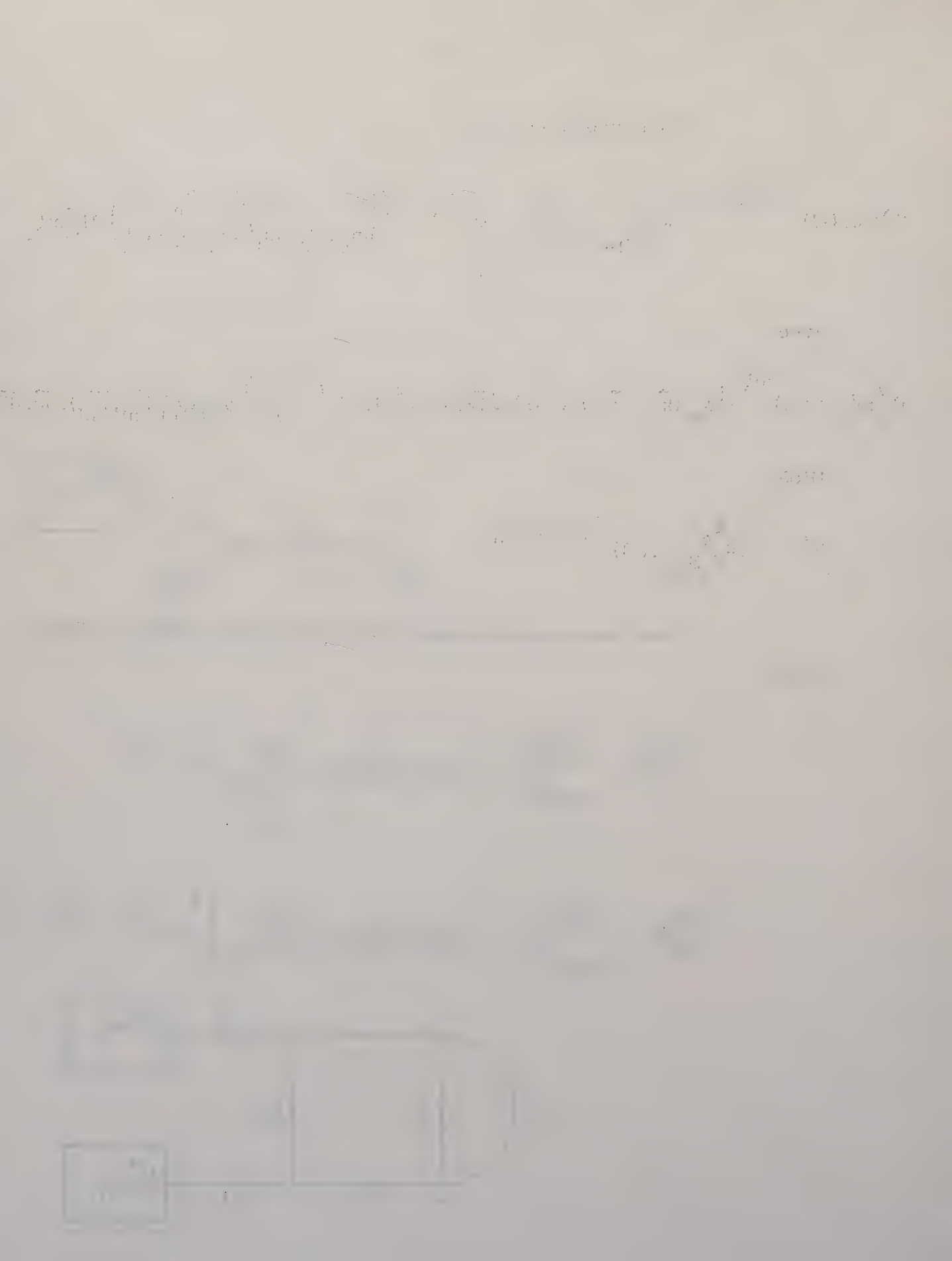


Nous pouvons maintenant calculer la section efficace différentielle :

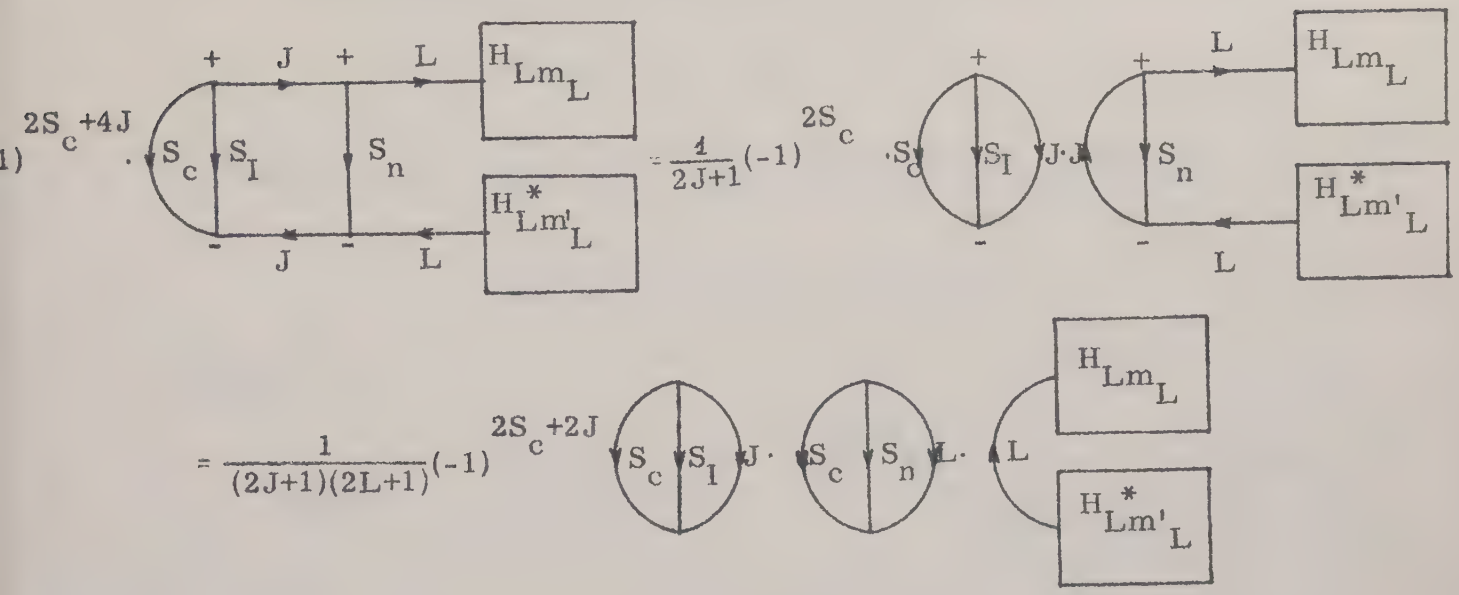
$$\frac{d\sigma_{n\alpha}}{d\Omega} = \frac{M_i M_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2S_n+1)(2S_I+1)} \sum_{\substack{m_n\, m_I \\ m_c}} (T \cdot T^*)$$

$$\frac{d\sigma_{n\alpha}}{d\Omega} = \frac{M_i M_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2S_n+1)(2S_I+1)} \cdot \left| \theta^{S_c}_{S_n S_{He}} \right|^2 \cdot (-1)^{2S_c + 2J + L}$$

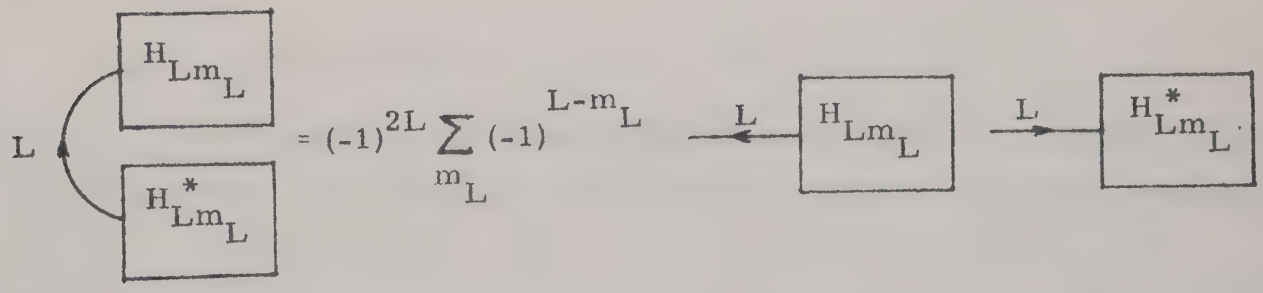




La partie graphique peut s'écrire sous la forme :



Les deux triades $(S_c S_I J)$ et $(S_c S_n L)$ sont égales à 1 si les moments angulaires qu'ils contiennent forment des triangles, nulles dans le cas contraire.



Nous obtenons finalement :

$$\frac{d\sigma_{\cdot n\alpha}}{d\Omega} = \frac{M_i M_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2L+1)(2S_n+1)^2} \left| {}^{S_c}_{\theta\, S_n S_{He}} \right|^2 \sum_{m_L} H_{Lm_L} \cdot H^*_{Lm_L} \quad \text{pick-up} \quad (34)$$

2) Knock-on et stripping de l'ion lourd $\quad n + \binom{c}{\alpha} \longrightarrow \binom{c}{n} + \alpha$

L'amplitude de transition s'écrit :

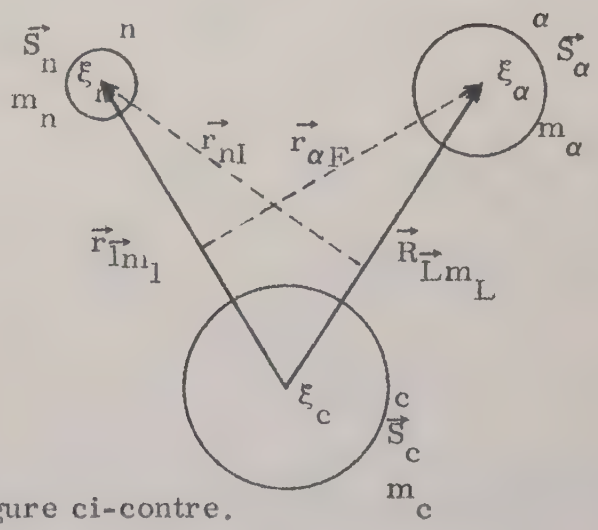
$$T = \int \psi^*_{\alpha F}(\vec{k}_{\alpha F}, \vec{r}_{\alpha F}) . \Phi^*_{S_\alpha m_\alpha}(\xi_\alpha) . \Phi^*_{S_F m_F}(\xi_c, \xi_n, \vec{r}) . V . \Phi_{S_n m_n}(\xi_n) \Phi_{S_I m_I}(\xi_c, \xi_\alpha, \vec{R})$$

$$. \psi_{nI}(\vec{k}_{nI}, \vec{r}_{nI}) . d\xi_n . d\xi_\alpha . d\xi_c . d\vec{r} . d\vec{R}$$

avec

$$\vec{r}_{nI} = - \frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_c} \vec{R} + \vec{r}$$

$$\vec{r}_{\alpha F} = - \frac{M_n}{M_n + M_c} \vec{r} + \vec{R}$$



Les notations étant définies sur la figure ci-contre.

Comme précédemment, nous décomposons les fonctions d'onde des états liés I et F , et nous introduisons le paramètre de largeur réduite $\theta^{S_c}_{S_n S_\alpha}$.

En tenant compte du fait que le spin de la particule α est nul ($S_\alpha = m_\alpha = 0$) , nous obtenons pour l'amplitude de transition :

$$T = c . \theta^{S_c}_{S_n S_\alpha} . \sum_{\substack{m_c\, m_K \\ m_1\, m_L}} (-1)^{-m_K} \begin{pmatrix} S_c & L & S_I \\ m_c & m_L & -m_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_c & K & S_F \\ m_c & m_K & -m_F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & S_n & K \\ m_1 & m_n & -m_K \end{pmatrix} . H^{l\, m_l}_{L\, m_L}$$

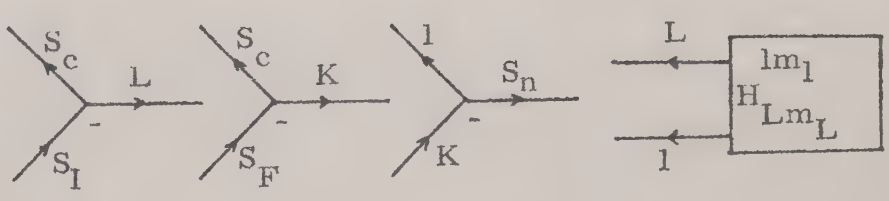
avec $\quad c = \sqrt{(2S_I+1)(2S_F+1)(2K+1)} \; (-1)^{-2S_c+S_n+K+L-l-m_I-m_F}$

et

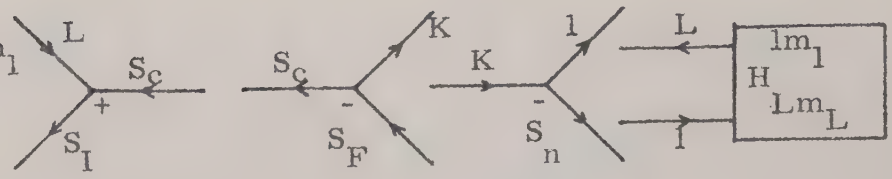
$$H^{lm_l}_{Lm_L} = \int \psi^*_{\alpha F}(\vec{k}_{\alpha F}, \vec{r}_{\alpha F}) . i^{-l} . Y_l^{m_l *}(\Omega_{\vec{r}}) . U_l^*(r) . V . i^L . Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{R}}) . U_L(R) . \psi_{nI}(\vec{k}_{nI}, \vec{r}_{nI}) d\vec{r} . d\vec{R}$$

Nous pouvons écrire T sous la forme :

$$T = c . \theta^{S_c}_{S_n S_\alpha} \cdot \sum_{\substack{m_c\ m_K \\ m_l\ m_L}} (-1)^{-m_K}$$

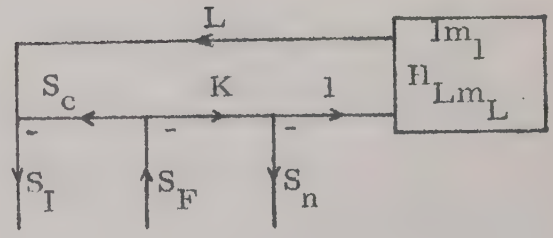


$$T = c . \theta^{S_c}_{S_n S_\alpha} \cdot \sum_{\substack{m_c\ m_K \\ m_l\ m_L}} (-1)^{-m_K + m_l}$$



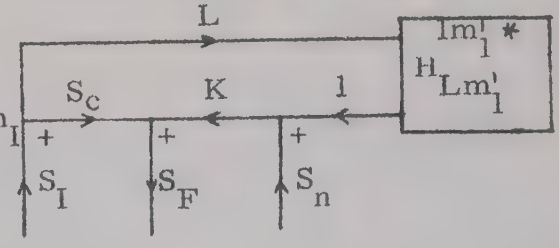
et finalement :

$$T = \sqrt{(2S_I+1)(2S_F+1)(2K+1)} \cdot \theta^{S_c}_{S_n S_\alpha} \cdot (-1)^{S_c + S_n - m_F}$$



Nous obtenons la quantité conjuguée T^* en changeant le signe des pôles et le sens des flèches ; l'examen du bloc $H^{lm'_l *}_{Lm'_L}$ fait toutefois apparaître la phase $(-1)^{-m'_l + m'_L}$

$$T^* = \sqrt{(2S_I+1)(2S_F+1)(2K+1)} \cdot \theta^{S_c\ *}_{S_n S_\alpha} \cdot (-1)^{S_c + S_n - m_n - m_I}$$



La section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma_{n\alpha}}{d\Omega} = \frac{M_i M_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2S_n+1)(2S_I+1)} \sum_{\substack{m_n m_I \\ m_F}} (T \cdot T^*)$$

En posant

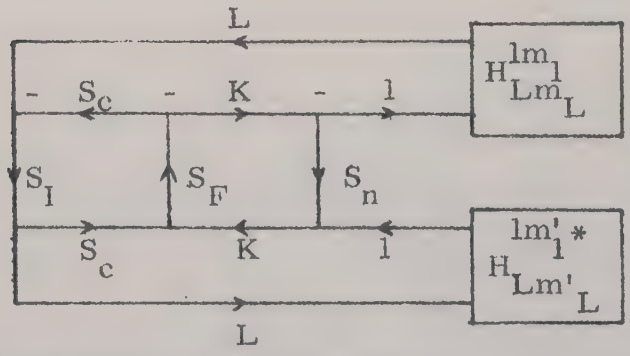
$$c' = \frac{M_i M_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{(2S_F+1)(2K+1)}{(2S_n+1)} \left| \theta^{S_c}_{S_n S_\alpha} \right|^2$$

et

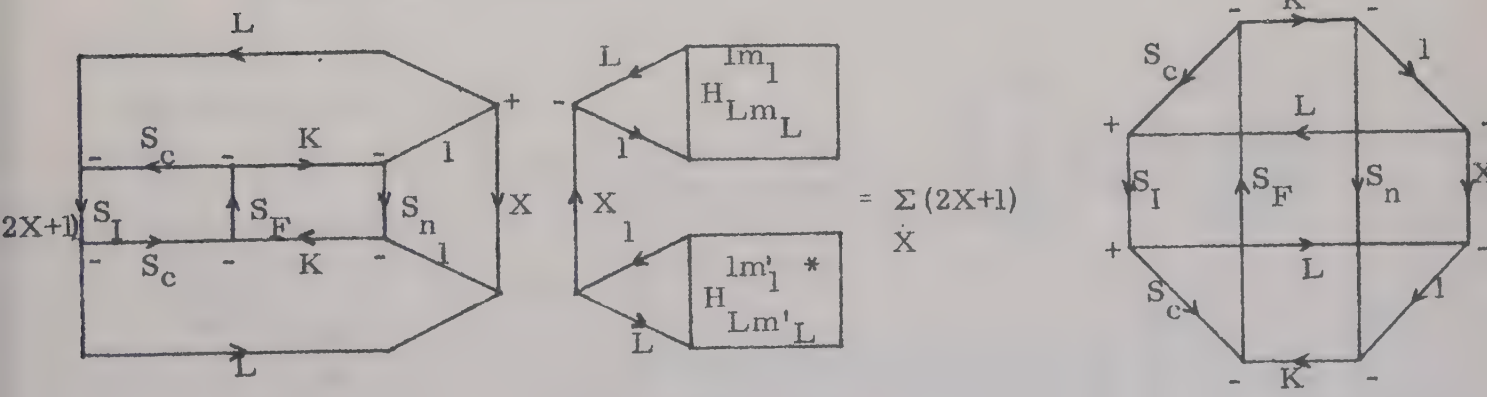
$$\varphi = (-1)^{2S_c+S_n-S_I-S_F}$$

Nous avons :

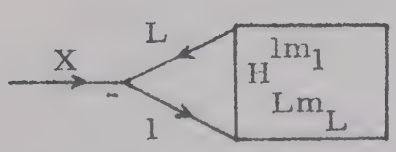
$$\frac{d\sigma_{n\alpha}}{d\Omega} = c' . \varphi$$

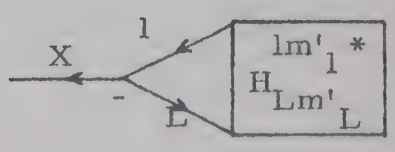


La partie graphique peut s'écrire sous la forme :



$$\cdot \sum_{m_X} (-1)^{X-m_X}$$





Nous obtenons finalement :

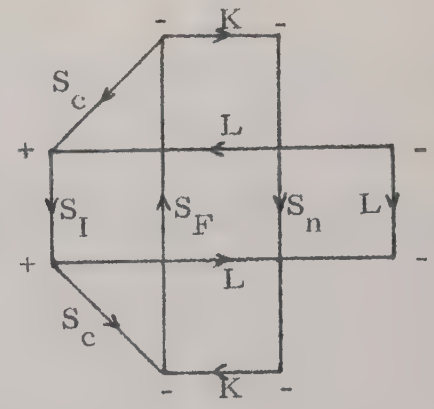
$$\frac{d\sigma_{n\alpha}}{d\Omega} = c' \sum_X (2X+1) \begin{Bmatrix} S_c & S_c & 1 & 1 \\ L & K & L & K \\ S_I & X & S_F & S_n \end{Bmatrix} \sum_{\substack{m_X \; m_1 \; m_L \\ m'_1 \; m'_L}} (-1)^{-m_X - m'_1 - m_L}$$

$$\begin{pmatrix} X & L & 1 \\ -m_X & -m_L & m_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X & 1 & L \\ m_X & -m'_1 & m'_L \end{pmatrix} \cdot H^{1m_1}_{Lm_L} \cdot H^{1m'_1 \; *}_{Lm'_L} \qquad (35)$$

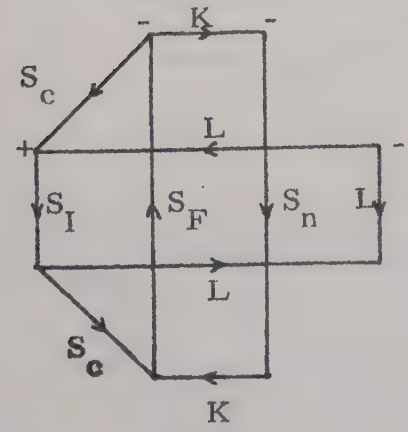
Cette expression se simplifie considérablement lorsque $l = 0$ ou lorsque $L = 0$:

a) $\underline{l = 0}$

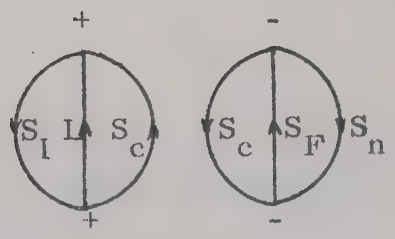
$$\frac{d\sigma_{n\alpha}}{d\Omega} = c' . \varphi \sum_{m_L} (2L+1) . H^{0 \; 0}_{Lm_L} H^{0}_{Lm_L}$$



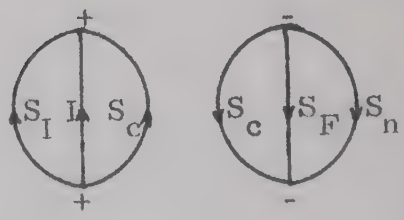
Comme :



$$= \frac{1}{(2L+1)(2S_c+1)(2K+1)}$$



$$= \frac{(-1)^{S_I+L+S_c+2S_I+S_c+S_F+S_n+2S_F}}{(2L+1)(2S_c+1)(2K+1)}$$

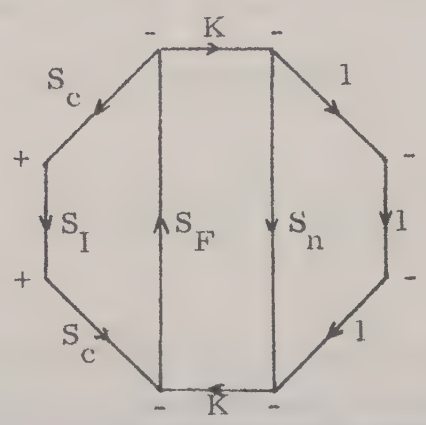


Nous avons :

$$\left(\frac{d\sigma_{n\alpha}}{d\Omega}\right)_{l=0} = \frac{M_i M_f}{(2\pi h^2)^2}\frac{k_f}{k_i}\frac{(2S_F+1)}{(2L+1)(2S_n+1)(2S_c+1)}\left|{}^{S_c}\theta_{S_n S_\alpha}\right|^2 \sum_{m_L} H^{0\ 0}_{Lm_L} H^{0\ 0}_{Lm_L} \qquad (36)$$

b) $\underline{L = 0}$

$$\frac{d\sigma_{n\alpha}}{d\Omega} = c'.\varphi \sum_{m_l} H^{lm_l}_{0\ 0} H^{lm_l}_{0\ 0}$$



D'où :

$$\left(\frac{d\sigma_{n\alpha}}{d\Omega}\right)_{L=0} = \frac{M_i M_f}{(2\pi h^2)^2}\frac{k_f}{k_i}\frac{2S_F+1}{(2l+1)(2S_c+1)(2S_n+1)}\left|{}^{S_c}\theta_{S_n S_\alpha}\right|^2 \sum_{m_l} H^{lm_l}_{0\ 0} H^{lm_l}_{0\ 0} \qquad (37)$$

CALCUL DE $H^{lm_l}_{Lm_L}$

$$H^{lm_l}_{Lm_L} = \int \psi^*_{\alpha F}(\vec{k}_{\alpha F}, \vec{r}_{\alpha F}).i^{-l}.Y_l^{m_l *}(\Omega_{\vec{r}}).U_l^*(r).V.i^L.Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{R}}).U_L(R).\psi_{nI}(\vec{k}_{nI}, \vec{r}_{nI})d\vec{r}.d\vec{R} \qquad (38)$$

Fonctions de couplage $U_l(r)$ et $U_L(R)$

$U_l(r)$ et $U_L(R)$ sont respectivement les fonctions radiales de couplage des états liés $(n+^3He)$ et $(c+^3He)$ dans le cas du pick-up, et des états liés (n+c) et (α+c) dans le cas du knock-on et du stripping de l'ion lourd. Ces fonctions vérifient des équations de Schrödinger radiales ; considérons à titre d'exemple la fonction $U_l(r)$ relative à l'état lié $(n+^3He)$.

L'équation de Schrödinger radiale s'écrit :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{\hbar^2}\,\frac{M_n M_{He}}{M_n + M_{He}}\,(E' - V'(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2}\right] r\,U_l(r) = 0$$

où E' est l'énergie de liaison entre le neutron et le noyau ^3He

et V'(r) le potentiel qui intervient entre ces deux éléments ; nous pouvons choisir pour V'(r) un potentiel harmonique coupé de la forme :

$$V'(r) = -V_o\left(1 - \frac{r^2}{R_o^2}\right) \qquad \text{pour} \quad r < R_o$$

$$V'(r) = 0 \qquad \text{pour} \quad r > R_o$$

a) pour $r \geq R_o$: les solutions de l'équation de Schrödinger sont des fonctions de Hankel sphériques.

b) pour $r \leq R_o$: les solutions devraient être définies par leur raccordement en $r = R_o$ avec les fonctions de Hankel, mais J.N. MASSOT (115) a montré que l'on commet une erreur négligeable dans le calcul des éléments de matrice en utilisant les fonctions de LAGUERRE qui auraient été obtenues

en imposant des conditions aux limites à l'infini, comme si le puits n'était pas coupé. Nous avons donc utilisé ces fonctions de Laguerre :

$$U_l(r) = \sqrt{\frac{2\mu^{l+\frac{3}{2}}(n-1)!}{\Gamma^3(n+l+\frac{1}{2})}} \cdot r^l \cdot e^{-\frac{1}{2}\mu r^2} \cdot L_n^{l+\frac{1}{2}}(\mu r^2)$$

avec

$$L_n^{l+\frac{1}{2}}(\mu r^2) = \sum_{s=o}^{n-1} (-1)^s \frac{\Gamma^2(n+l+\frac{1}{2})}{(n-1-s)!\, s!\, \Gamma(l+s+\frac{3}{2})} (\mu r^2)^s$$

et

$$\mu^2 = \frac{2}{\hbar^2} \cdot \frac{M_n M_{He}}{M_n + M_{He}} \cdot \frac{V_o}{R_o^2}$$

$n = 1$ pour le niveau fondamental de l'état lié , $n = 2$ pour le premier niveau excité , etc ... Le paramètre μ peut s'exprimer en fonction de la valeur moyenne du carré de la distance r qui sépare les centres de gravité du neutron et du ^3He :

$$r_\alpha^2 = \langle r^2 \rangle = \int_o^\infty U_l(r).U_l^*(r)\, r^4\, dr$$

pour l'état fondamental ($n = 1$)

$$r_\alpha^2 = (1 + \frac{3}{2})\frac{1}{\mu}$$

Pour le premier niveau excité (n = 2)

$$r_\alpha^2 = \left[\left(1+\frac{3}{2}\right)^2 + \left(1+\frac{7}{2}\right)\left(1+\frac{5}{2}\right) - 2\left(1+\frac{5}{2}\right)\left(1+\frac{3}{2}\right)\right]\frac{1}{\mu}$$

Nous avons considéré r_α comme un paramètre que l'on peut faire varier autour de la valeur physique $r_o(M_n + M_{He})^{1/3}$ représentant le rayon du noyau $(n + {}^3He)$.

Nous pouvons remarquer que ces fonctions de Laguerre peuvent s'écrire sous la forme :

$$U_l(r) = \sum_{s=o}^{n-1} N(s,l,n,\mu).r^{2s+l}.e^{-\frac{1}{2}\mu r^2}$$

avec $$N(s,l,n,\mu) = (-1)^s \frac{\sqrt{(n-1)!\,\Gamma(n+l+\frac{1}{2}).2\mu^{2s+l+\frac{3}{2}}}}{(n-1-s)!\,s!\,\Gamma(l+s+\frac{3}{2})}$$

(39)

Fonctions $\psi_{\alpha F}(\vec{k}_{\alpha F}, \vec{r}_{\alpha F})$ et $\psi_{nI}(\vec{k}_{nI}, \vec{r}_{nI})$

Ces fonctions d'onde décrivent respectivement le mouvement relatif de la particule α par rapport au noyau F et du neutron par rapport au noyau I.

$\vec{k}_{nI} = \vec{k}_i$: vecteur d'onde dans la voie d'entrée

$\vec{k}_{\alpha F} = \vec{k}_f$: vecteur d'onde dans la voie de sortie

$$\vec{r}_{nI} = \vec{r} + A\vec{R} \quad \text{avec} \quad A = \frac{M_c}{M_c + M_{He}} \quad \text{(pick-up)}$$

$$\text{ou} \qquad A = -\frac{M\alpha}{M\alpha + M_c} \quad \text{(knock-on - stripping)}$$

$$\vec{r}_{\alpha F} = \vec{R} + B\vec{r} \quad \text{avec} \quad B = \frac{M_n}{M_n + M_{He}} \quad \text{(pick-up)}$$

$$\text{ou} \qquad B = -\frac{M_n}{M_n + M_c} \quad \text{(knock-on - stripping)}$$

a) Dans le cas de l'approximation PWBA, ces fonctions d'onde représentent des ondes planes :

$$\psi_{nI}(\vec{k}_{nI}, \vec{r}_{nI}) = e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_{nI}} \quad \text{et} \quad \psi_{\alpha F} = e^{i\vec{k}_f \cdot \vec{r}_{\alpha F}}$$

Par suite :

$$\boxed{\psi^*_{\alpha F}(\vec{k}_{\alpha F}, \vec{r}_{\alpha F}) \cdot \psi_{nI}(\vec{k}_{nI}, \vec{r}_{nI}) = e^{i(\vec{K}_1 \vec{r} - \vec{K}_2 \vec{R})}} \qquad 40$$

avec

$$\vec{K}_1 = \vec{k}_i - B\vec{k}_f \qquad \text{et} \qquad \vec{K}_2 = \vec{k}_f - A\vec{k}_i$$

b) Dans le cas de l'approximation DWBA, ces fonctions d'onde sont des ondes distordues ; nous pouvons les développer sur la base des harmoniques sphériques des directions $(\vec{k}_f, \vec{r}_{\alpha F})$ et $(\vec{k}_i, \vec{r}_{nI})$:

$$\psi_{nI}(\vec{k}_{nI}, \vec{r}_{nI}) = \frac{4\pi}{k_i r_{nI}} \sum_{L'M'} .i^{L'} . \chi_{L'}(r_{nI}) . Y_{L'}^{M'*}(\Omega_{\vec{k}_i}) . Y_{L'}^{M'}(\Omega_{\vec{r}_{nI}})$$

$$\psi^*_{\alpha F}(\vec{k}_{\alpha F}, \vec{r}_{\alpha F}) = \frac{4\pi}{k_f r_{\alpha F}} \sum_{l'm'} .i^{-l'} . \chi_{l'}(r_{\alpha F}) . Y_{l'}^{m'}(\Omega_{\vec{k}_f}) . Y_{l'}^{m'*}(\Omega_{\vec{r}_{\alpha F}})$$

La fonction $\chi_{L'}(r_{nI})$ est solution de l'équation de Schrödinger radiale :

$$\left[\frac{d^2}{dr_{nI}^2} + \frac{2M_n M_I}{\hbar^2(M_n+M_I)} (E_i - V_c(r_{nI}) - V_o(r_{nI})) - \frac{L'(L'+1)}{r_{nI}^2}\right] \chi_{L'}(r_{nI}) = 0 \qquad (41)$$

où E_i est l'énergie cinétique relative des éléments n et I dans la voie d'entrée $\left(E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2 M_n M_I} (M_n + M_I)\right)$

$V_c(r_{nI})$ est le potentiel coulombien.

Si nous considérons le noyau I comme une sphère de rayon R chargée uniformément, nous avons :

$$V_c(r_{nI}) = \frac{Z_n Z_I e^2}{2R} \left(3 - \frac{r_{nI}^2}{R}\right) \qquad \text{pour } r \leqslant R$$

$$V_c(r_{nI}) = \frac{Z_n Z_I e^2}{r_{nI}} \qquad \text{pour } r \geqslant R$$

$V_o(r_{nI})$ est le potentiel optique qui rend compte de la diffusion élastique des éléments n et I avec l'énergie cinétique E_i .

$$V_o(r_{nI}) = V_o . f(r_{nI}) + i\, W_o . g(r_{nI})$$ en négligeant l'interaction spin-orbite.

V_o et W_o sont les profondeurs des puits réel et imaginaire ; $f(r_{nI})$ et $g(r_{nI})$ en décrivent la forme .

Nous avons utilisé pour $f(r_{nI})$ un facteur de forme du type Woods-Saxon :

$$f(r_{nI}) = \frac{1}{1 - e^{\frac{r_{nI} - R}{a}}}$$

et pour $g(r_{nI})$ un facteur de forme Gaussien :

$$g(r_{nI}) = e^{-\left(\frac{r_{nI} - R}{b}\right)^2}$$

Pour les valeurs de r_{nI} supérieures à $R + 8a$, nous pouvons considérer que le potentiel optique $V_o(r_{nI})$ est nul ; la résolution de l'équation (41) fournit alors la solution asymptotique suivante (116) :

$$\chi_{L'}(r_{nI}) = F_{L'}(r_{nI}) + C_{L'} . \left(G_{L'}(r_{nI}) + i\, F_{L'}(r_{nI})\right) . e^{i\sigma_{L'}}$$

où $F_{L'}(r_{nI})$ et $G_{L'}(r_{nI})$ sont les solutions régulières et irrégulières à l'origine de l'équation de Schrödinger avec potentiel coulombien pur, $C_{L'}$ un

coefficient lié au déphasage nucléaire qui reste à déterminer, et $\sigma_{L'}$ le déphasage coulombien.

Pour les valeurs de r_{nI} inférieures à $R + 8a$, la résolution numérique de l'équation (41) par une méthode de Runge Kutta fournit la solution :

$$\chi_{L'}(r_{nI}) = x_{L'} + i\, y_{L'}$$

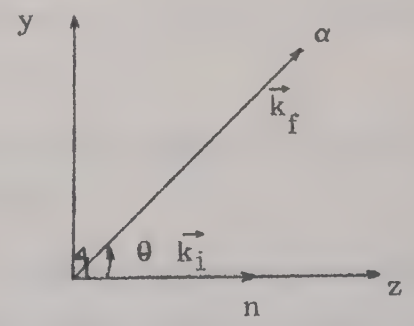
Le raccordement de ces deux expressions, obtenu en égalant leurs dérivées logarithmiques en $r_{nI} = R + 8a$ permet d'obtenir le coefficient $C_{L'}$. La fonction $\chi_{L'}(r_{nI})$ est ainsi complètement déterminée ; un calcul analogue permet d'obtenir $\chi_{l'}(r_{\alpha F})$ relatif à la voie de sortie.

Choix des axes

En choisissant l'axe z suivant $\vec{k}_i$ (direction des neutrons incidents) et l'axe y suivant la direction de $\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f$, nous pouvons écrire :

$$Y_{L'}^{M'}(\Omega_{k_i}) = Y_{L'}^{M'}(0,0) = \sqrt{\frac{2L'+}{4\pi}} \cdot \delta_{M'0}$$

$$Y_{l'}^{m'}(\Omega_{k_f}) = Y_{l'}^{m'}(\theta,0)$$



où θ est l'angle d'émission de la particule α .

Les vecteurs $\vec{K}_1$, $\vec{K}_2$ et $\vec{K}_1 - \vec{K}_2$ se trouvent dans le plan défini par les vecteurs $\vec{k}_i$ et $\vec{k}_f$; nous avons donc :

$$Y_{L'}^{M'}(\Omega_{\vec{K}_1}) = Y_{L'}^{M'}(\alpha_1, 0) \quad \text{avec} \quad \cos\alpha_1 = (k_i - B\,k_f \cos\theta) \cdot \frac{1}{K_1}$$

$$Y_{l'}^{m'}(\Omega_{\vec{K}_2}) = Y_{l'}^{m'}(\alpha_2, 0) \quad \text{avec} \quad \cos\alpha_2 = \frac{1}{K_2} \cdot (k_f \cos\theta - A\,k_i)$$

$$Y_{l'}^{m'}(\Omega_{\vec{K}_1 - \vec{K}_2}) = Y_{l'}^{m'}(\beta, 0) \quad \text{avec} \quad \cos\beta = \frac{1}{|\vec{K}_1 - \vec{K}_2|} \left[(1+A)k_i - (1+B)k_f \cos\theta\right]$$

Potentiel d'interaction V :

Comme nous l'avons vu précédemment (relations 28 et 29), le potentiel V est de la forme :

$V_{nc} + V_{n^3He}$ ou $V_{nc} + V_{^3Hec}$ dans le cas du pick-up (V_{n^3He} seulement dans l'approximation DWBA)

$V_{n\alpha} + V_{nc}$ ou $V_{n\alpha} + V_{\alpha c}$ dans le cas du knock-on et du stripping de l'ion lourd.

Nous avons supposé ces potentiels indépendants des spins ; en les supposant également centraux, nous obtenons :

$V(|\vec{r}-\vec{R}|) + V(r)$ ou $V(|\vec{r}-\vec{R}|) + V(R)$ pour les 3 mécanismes considérés.

Ces potentiels sont des potentiels à deux corps, et nous pourrons donc utiliser des potentiels de type delta, gaussien ou yukawa.

Pour effectuer les calculs, nous devons décomposer $H_{Lm_L}^{lm_l}$ en deux expressions : H_1 contenant le potentiel $V(|\vec{r}-\vec{R}|)$ et H_2 contenant le

potentiel V(r) ou V(R) .

$$H_{Lm_L}^{lm_l} = H_1 + H_2$$

Le produit $H_{Lm_L}^{lm_l} \cdot H_{Lm_L}^{lm_l\,*}$ qui intervient dans l'expression de la section efficace différentielle (relations 34 à 37) s'écrira alors :

$$\boxed{H_{Lm_L}^{lm_l} \cdot H_{Lm_L}^{lm_l\,*} = (H_1\, H_1^*) + (H_2\, H_2^*) + (H_1\, H_2^* + H_1^*\, H_2)} \qquad (42)$$

Calcul de H_1 et H_2 dans l'approximation PWBA

Calcul de H_1 –

Comme le potentiel $V(|\vec{r}-\vec{R}|)$ contenu dans H_1 fait intervenir les paramètres $\vec{r}$ et $\vec{R}$, nous utilisons un potentiel delta de manière à ramener l'intégrale sextuple (38) à une intégrale triple

$$V(|\vec{r}-\vec{R}|) = V_1 . R_o^{\,3} . \delta(\vec{r}-\vec{R})$$

où $R_o^{\,3}$ est introduit pour des raisons d'homogénéité .

Ce potentiel est donc nul sauf lorsque $\vec{r} = \vec{R}$; les propriétés de la fonction δ permettent d'écrire :

$$H_1 = V_1 R_o^{\,3} \int e^{i(\vec{K}_1 - \vec{K}_2)\vec{R}} . i^{-l+L} . U_l(R) . Y_l^{m_l\,*}(\Omega_{\vec{R}}) . Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{R}}) . R^2 . dR . d(\Omega_{\vec{R}})$$

Nous pouvons développer l'exponentielle sur la base des harmoniques sphériques :

$$e^{i(\vec{K}_1-\vec{K}_2)\vec{R}} = 4\pi \sum_{L'M'} i^{L'} . j_{L'}(|\vec{K}_1-\vec{K}_2|.R).Y_{L'}^{M'*}(\Omega_{\vec{K}_1-\vec{K}_2}).Y_{L'}^{M'}(\Omega_{\vec{R}})$$

D'où

$$H_1 = 4\pi V_1 R_o^3 \sum_{L'M'} i^{L'+L-1} . Y_{L'}^{M'*}(\beta, 0) \int Y_1^{m_1*}(\Omega_{\vec{R}}).Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{R}})\, Y_{L'}^{M'}(\Omega_{\vec{R}})\, d\Omega_{\vec{R}}$$

$$\int_o^{\infty} j_{L'}(|\vec{K}_1-\vec{K}_2|.R).U_1(R).U_L(R).R^2 . dR$$

En intégrant sur $\Omega_{\vec{R}}$, nous obtenons :

$$H_1 = 4\pi V_1 R_o^3 \sum_{L'M'} i^{L'+L-1}\, Y_{L'}^{M'*}(\beta, 0)(-1)^{m_1} \sqrt{\frac{(2l+1)(2L+1)(2L'+1)}{4\pi}} \begin{pmatrix} 1 & L & L' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\cdot \begin{pmatrix} 1 & L & L' \\ -m_1 & m_L & M' \end{pmatrix} \cdot \int_o^{\infty} j_{L'}(|\vec{K}_1-\vec{K}_2|\, R).U_1(R).U_L(R).R^2 . dR$$

L'intégrale peut se calculer analytiquement :

$$j_{L'}(|\vec{K}_1-\vec{K}_2|.R) = j_{L'}(kR) = \left[(kR)^{L'} \left(-\frac{1}{kR}\ \frac{d}{d(kR)}\right)^{L'} \right] j_o(kR)$$

$$= \left[(-1)^{L'} . k^{L'} . \left(\frac{1}{R}\right)^{L'} \cdot \left(\frac{1}{k}\ \frac{d}{dk}\right)^{L'} \right] j_o(kR)$$

$$U_l(R) = \sum_{s=o}^{n-1} N(s,l,n,\mu).R^{2s+l}.\ e^{-\frac{1}{2}\mu R^2}$$

$$U_L(R) = N(0,L,1,\mu').R^{L}.\ e^{-\frac{1}{2}\mu' R^2}$$ (s'=o car le noyau cible se trouve à l'état fondamental)

Par suite :

$I = \int_o^\infty j_{L'}(kR)\ U_l(R).U_L(R).R^2.dR$ peut s'écrire sous la forme :

$$I = N(0,L,1,\mu') \sum_{s=o}^{n-1} N(s,l,n,\mu)\ (-1)^{L'}\ k^{L'}\ (\frac{1}{k}\frac{d}{dk})^{L'}$$

$$\int_o^\infty j_o(kR).R^{2+2s+l+L-L'}\ e^{-\frac{1}{2}(\mu+\mu')R^2}.\ dR$$

Comme $j_o(kR) = \frac{\sin kR}{kR} = -\frac{1}{R^2}\left[\frac{1}{k}\frac{d}{dk}(\cos kR)\right]$

Nous obtenons :

$$I = (-1)^{L'+1}.\ k^{L'}.(\frac{1}{k}\frac{d}{dk})^{L'+1}.N(0,L,1,\mu') \sum_{s=0}^{n-1} N(s,l,n,\mu)$$

$$\int_o^\infty \cos kR\ .R^{2s+l+L-L'}\ e^{-\frac{1}{2}(\mu+\mu')R^2}\ dR$$

$1+L+L'$ est pair (condition d'existence du premier coefficient 3 j) , donc $1+L-L'$ est également pair, et nous pouvons écrire :

$$\int_o^{\sim} \cos kR . R^{2s+1+L-L'} . e^{-\frac{1}{2}(\mu+\mu')R^2} dR = (-1)^{\frac{1}{2}(2s+1+L-L')} \left(\frac{d}{dk}\right)^{2s+1+L-L'} \int_o^{\sim} \cos kR . e^{-\frac{1}{2}(\mu+\mu')R^2} . dR$$

$$= (-1)^{\frac{1}{2}(2s+1+L-L')} \sqrt{\frac{\pi}{2(\mu+\mu')}} \left(\frac{d}{dk}\right)^{2s+1+L-L'} e^{-\frac{k^2}{2(\mu+\mu')}}$$

Ce qui nous donne finalement :

$$H_1 = V_1 . \sqrt{4\pi} . R_o^3 \sum_{L's} (-1)^{1+s+m_1-l} . Y_{L'}^{m_1-m_L^*}(\beta, 0) \sqrt{(2l+1)(2L+1)(2L'+1)}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & L & L' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L & L' \\ -m_1 & m_L & m_1-m_L \end{pmatrix} . N(0, L, 1, \mu') . N(s, l, n, \mu) \sqrt{\frac{\pi}{2(\mu+\mu')}} \, k^{L'} \left(\frac{1}{k}\frac{d}{dk}\right)^{L'+1}$$

$$\left(\frac{d}{dk}\right)^{2s+1+L-L'} . e^{-\frac{k^2}{2(\mu+\mu')}} \qquad (43)$$

avec $k = |\vec{K}_1 - \vec{K}_2|$

Calcul de H_2 –

Supposons que le potentiel qui intervient dans H_2 soit $V(r)$; le raisonnement est le même lorsqu'il s'agit de $V(R)$.

$$H_2 = \int e^{i(\vec{K}_1\vec{r}-\vec{K}_2\vec{R})} . U_1(r).U_L(R). i^{-l+L}. Y_1^{m_1*}(\Omega_{\vec{r}}).Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{R}}).V(r).d\vec{r}.d\vec{R}$$

En développant l'exponentielle sur la base des harmoniques sphériques, nous obtenons :

$$H_2 = (4\pi)^2 \sum_{\substack{L'M' \\ l'm'}} i^{L'-l'+L-l} . Y_{L'}^{M'*}(\Omega_{\vec{K}_1}).Y_{l'}^{m'}(\Omega_{\vec{K}_2}) \int Y_{L'}^{M'}(\Omega_{\vec{r}})\, Y_1^{m_1*}(\Omega_{\vec{r}})\, d\Omega_{\vec{r}}$$

$$\int Y_{l'}^{m'*}(\Omega_{\vec{R}}).Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{R}}).d\Omega_{\vec{R}} \quad \int_o^\infty j_{L'}(K_1 r).U_1(r).V(r).r^2.dr \int_o^\infty j_{l'}(K_2 R).U_L(R).R^2.dR$$

Les intégrations sur les variables $\Omega_{\vec{r}}$ et $\Omega_{\vec{R}}$ sont immédiates et nous obtenons :

$$H_2 = (4\pi)^2\, Y_1^{m_1*}(\Omega_{\vec{K}_1}).Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{K}_2}) \int_o^\infty j_1(K_1 r).U_1(r).V(r).r^2.dr \int_o^\infty j_L(K_2 R).U_L(R).R^2\, dR \qquad (44)$$

Nous utilisons pour $V(r)$ soit un potentiel delta :

$V(r) = V_2 R_o \delta(r-R_o)$ (où R_o est la somme des rayons des éléments qui interagissent).

Soit un potentiel gaussien :

$$V(r) = V_2 \, e^{-\frac{r^2}{a^2}} \qquad \text{avec} \qquad a = 1,2 \, (M_n + M_{^3He})^{1/3} \text{fm}$$

$$\text{et} \qquad V_2 = \frac{\hbar^2 (M_n + M_{^3He})}{2 M_n . {}^3He} \mu^2 R_o^2$$

Avec le potentiel delta, nous obtenons :

$$H_2 = (4\pi)^2 V_2 . Y_1^{m_1 *}(\alpha_1, 0) . Y_L^{m_L}(\alpha_2, 0) . j_1(K_1 R_o) . U_1(R_o) . R_o^3 \int_o^{\infty} j_L(K_2 R) U_L(R) . R^2 . dR$$

Avec le potentiel gaussien, nous obtenons :

$$H_2 = (4\pi)^2 V_2 . Y_1^{m_1 *}(\alpha_1, 0) . Y_L^{m_L}(\alpha_2, 0) . \int_o^{\infty} j_1(K_1 r) . U_1(r) . e^{-\frac{r^2}{a^2}} r^2 . dr \int_o^{\infty} j_L(K_2 R) U_L(R) R^2 . dR$$

Les intégrales qui figurent dans ces expressions se calculent comme dans le cas précédent.

Calcul de H_1 et H_2 dans l'approximation DWBA

Calcul de H_1 -

Comme dans le cas de l'approximation PWBA , nous utilisons un potentiel delta :

$$V(\vec{r}-\vec{R}) = V_1 R_o^3 . \delta(\vec{r}-\vec{R})$$

ce qui permet d'écrire H_1 sous la forme :

$$H_1 = V_1 R_o^3 \int \psi^*_{\alpha F}(\vec{k}_f, \vec{r}(1+A)) . U_l(r) . U_L(r) . i^{L-l} . Y_l^{m_l *}(\Omega_{\vec{r}}) Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{r}}) . \psi_{nI}(\vec{k}_i, \vec{r}(1+B)) d\vec{r}$$

En développant $\psi^*_{\alpha F}$ et ψ_{nI} sur la base des harmoniques sphériques, nous obtenons :

$$H_1 = \frac{(4\pi)^2 V_1}{k_i k_f (1+A)(1+B)} \sum_{\substack{L'M' \\ l'm'}} i^{L-l+L'-l'} Y_{L'}^{M'*}(\Omega_{\vec{k}_i}) . Y_{l'}^{m'}(\Omega_{\vec{k}_f}) . \int Y_{L'}^{M'}(\Omega_{\vec{r}}) . Y_l^{m_l *}(\Omega_{\vec{r}})$$

$$Y_{l'}^{m_l *}(\Omega_{\vec{r}}) . Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{r}}) \, d\Omega_{\vec{r}} . \int_o \chi_{L'}\left[(1+A)r\right] . \chi^*_{l'}\left[(1+B)r\right] . U_l(r) . U_L(r) . dr$$

D'où

$$H_1 = \frac{\sqrt{4\pi} . V_1 . R_o^3}{k_i k_f (1+A)(1+B)} \sum_{\substack{L'l' \\ p}} i^{L-l+L'-l'} (2p+1)(2L'+1)\sqrt{(2L+1)(2l+1)(2l'+1)}$$

$$Y_{l'}^{m_L - m_l}(\theta, 0) \begin{pmatrix} L' & L & p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l' & l & p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L' & L & p \\ 0 & m_L & -m_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l' & l & p \\ m_L - m_l & -m_l & m_L \end{pmatrix} . \int_o \chi_{L'}\left[(1+A)r\right]$$

$$. \chi^*_{l'}\left[(1+B)r\right] . U_l(r) . U_L(r) . dr$$

L'intégrale qui figure dans cette expression est calculée numériquement par la méthode des trapèzes.

Calcul de H_2 :

Le potentiel qui intervient dans H_2 est de la forme $V(r)$ ou $V(R)$.

Pour éviter d'avoir à intégrer simultanément sur les variables $\vec{r}$ et $\vec{R}$, nous utilisons un potentiel de portée nulle, ce qui ne peut se faire que si le moment angulaire de couplage l associé à la variable r est nul ; nous pouvons alors écrire :

$$V(r) = V'_2 . R_o^3 . \delta(\vec{r})$$

et

$$U_l(r) . i^{-l} . Y_l^{m_l *}(\Omega_{\vec{r}}) . V(r) = V_2 . R_o^{\frac{3}{2}} . \delta(\vec{r})$$

Nous obtenons alors :

$$H_2 = V_2 R_o^{3/2} . \int \psi^*_{\alpha F}(\vec{k}_f, \vec{R})\, i^L . U_L(R) . Y_L^{m_L}(\Omega_{\vec{R}}) . \psi_{nI}(\vec{k}_i, A\vec{R})\, d\vec{R}$$

$A > 0$ pour le pick-up et $A < 0$ pour le knock-on et le stripping .

Après développement des ondes distordues sur la base des harmoniques sphériques, nous obtenons :

$$H_2 = \frac{4\pi V_2 R_o^{3/2}}{A k_i k_f} \sum_{L'l'} i^{L+L'-l'} . F . Y_{l'}^{m_L}(\theta, 0) . (2L'+1) \sqrt{(2L+1)(2l'+1)} \begin{pmatrix} L & L' & l' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} L & L' & l' \\ m_L & 0 & -m_L \end{pmatrix} \int_o^\infty \chi_{L'}(|A|\, R) . \chi_{l'}(R) . U_L(R) . dR$$

avec $F = (-1)^{m_L}$ dans le cas du pick-up

$F = (-1)^{m_L + L'}$ dans le cas du knock-on et du stripping de l'ion lourd

L'intégrale qui figure dans l'expression de H_2 est calculée numériquement.

D) APPLICATION DE CES RESULTATS AUX REACTIONS (n,α) ETUDIEES

1) $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$

La forme des distributions angulaires suggère une compétition entre le mécanisme du noyau composé, mis en évidence par les fluctuations des fonctions d'excitation, et le mécanisme de stripping de l'ion lourd, qui permet de rendre compte de la remontée vers l'arrière.

La contribution du mécanisme du noyau composé peut être calculée en valeur absolue par la relation (117) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{4} \sum_{ls l's' JL} \frac{(-1)^{s'-s}}{(2S_I+1)(2S_n+1)} Z(l'Jl'J;s'L) Z(lJlJ;sL) \frac{T^J_{nls}\ T^J_{\alpha l's'}}{\sum_{\nu l_\nu s_\nu} T^J_{\nu l_\nu s_\nu}} P_L(\cos\theta)$$

où λ est la longueur d'onde dans la voie d'entrée $(\frac{1}{k_i})$, J le moment angulaire du noyau composé , l et l' les moments angulaires orbitaux dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie , et s et s' les "channel spin" dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie.

Les coefficients T sont des coefficients de transmission, et l'indice ν correspond aux différentes voies de sortie ouvertes autres que la voie α à laquelle nous nous intéressons.

Les calculs effectués par P. FORTI et ses collaborateurs (53) fournissent une contribution de 4,85 mb pour la transition vers le niveau fondamental et une contribution de 1,87 mb pour la transition vers le premier niveau excité du noyau résiduel.

En ce qui concerne la forme des distributions angulaires, nous avons utilisé les résultats des calculs effectués par L. PAPINEAU et ses collaborateurs (103) sur les transitions $^{27}Al(d,\alpha_o)^{25}Mg$ et $^{27}Al(d,\alpha_1)^{25}Mg$ au voisinage de 5 MeV ; cette réaction permet d'atteindre le même noyau composé ^{29}Si à une énergie d'excitation très voisine de celle que nous obtenons par la réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$ à 14,7 MeV (environ 23 MeV).

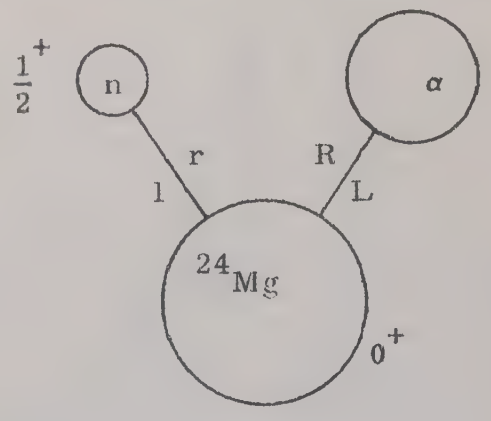
Le fait que les voies d'entrée soient différentes ne doit pas beaucoup changer la forme des distributions angulaires car les distributions du spin du noyau composé obtenues par l'une ou l'autre de ces deux réactions sont assez voisines.

Les figures 94 et 95 montrent les contributions du mécanisme du noyau composé aux deux transitions $^{28}Si(n,\alpha_o)^{25}Mg$ et $^{28}Si(n,\alpha_1)^{25}Mg$.

a) $\underline{^{28}Si(n,\alpha_o)^{25}Mg}$

L = 0 car le noyau cible ^{28}Si se trouve à l'état fondamental 0^+

D'autre part, le neutron vientse fixer sur le cœur ^{24}Mg dans un état D(l=2) pour former le noyau résiduel ^{25}Mg dans son état fondamental $(5/2^+)$.



La contribution du mécanisme de stripping de l'ion lourd est fournie par la relation (37) qui s'écrit

fig:94

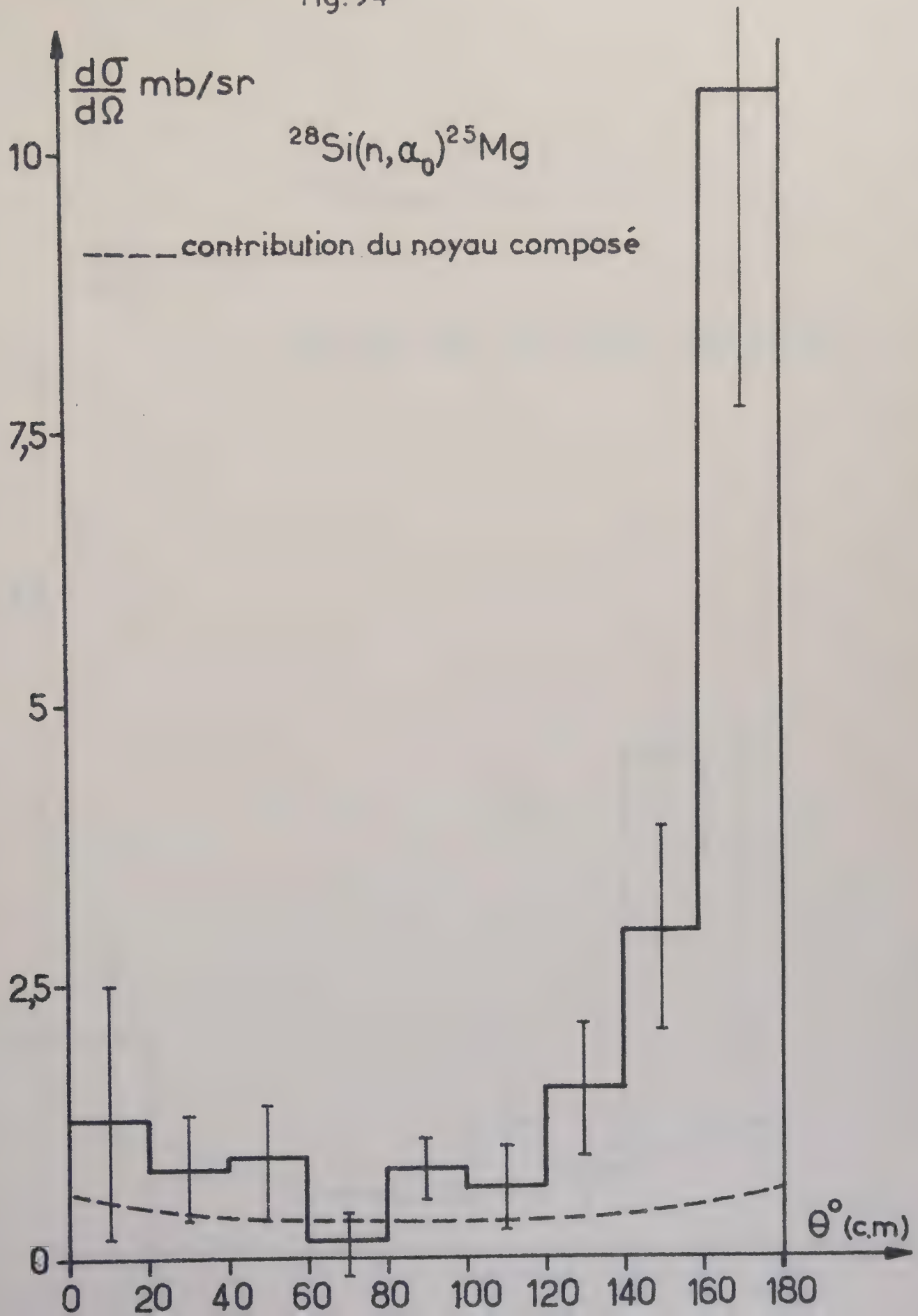
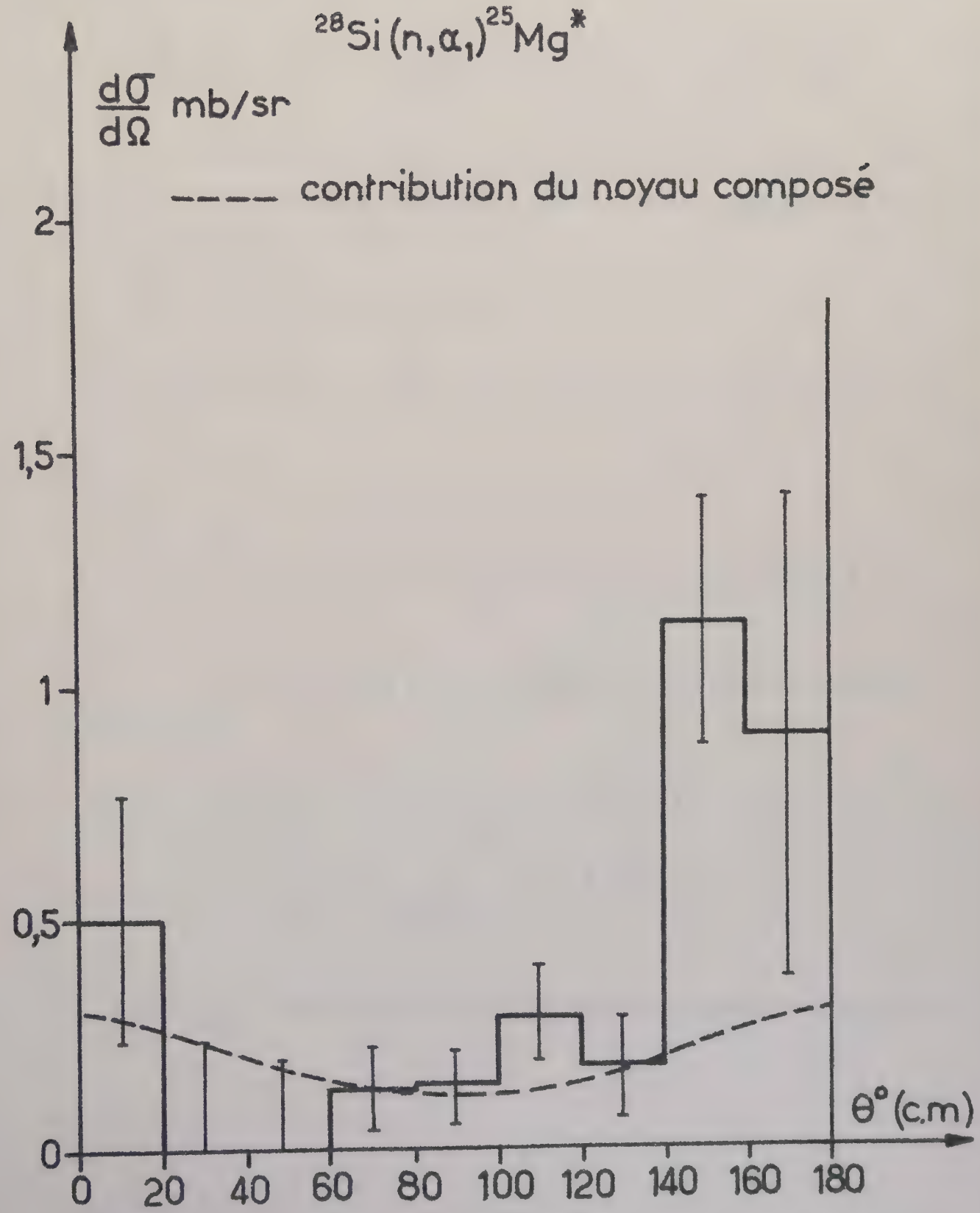

dσ/dΩ mb/sr
$^{28}Si(n,\alpha_0)^{25}Mg$
____contribution du noyau composé
10
7,5
5
2,5
0
0 20 40 60 80 100 120 140 160 180
θ°(c.m)

fig:95


$^{28}Si(n,\alpha_1)^{25}Mg^*$
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mb/sr
contribution du noyau composé
2
1,5
1
0,5
0
θ° (c.m)
0 20 40 60 80 100 120 140 160 180

dans le cas de cette transition :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\ (\text{stripping}) = \frac{M_i M_f}{4\pi^2 \hbar^4}\ \frac{k_f}{k_i}\ \frac{3}{5}\ \left|\theta \frac{S_c}{S_n S_\alpha}\right|^2\ \sum_{m_1} H_{00}^{lm_1}\ H_{00}^{lm_1 *}$$

Si nous choisissons l'interaction dans la voie de sortie, le potentiel d'interaction responsable du processus de stripping de l'ion lourd est le potentiel $V_{\alpha c} = V(R)$.

$H_{00}^{lm_1}$ est donné par l'expression (44) .

$$H_{00}^{lm_1} = (4\pi)^{3/2}\ Y_1^{m_1}(\alpha_1, 0) \int_o^\infty j_2(K_1 r).\ U_2(r).\ r^2\ dr \int_o^\infty j_o(K_2 R).U_o(R).V(R).R^2\ dR$$

D'où

$$\sum_{m_1} H_{00}^{lm_1}\ H_{00}^{lm_1 *} = 5(4\pi)^2 \left[\int_o^\infty j_2(K_1 r).U_2(r).r^2\ dr \int_o^\infty j_o(K_2 R).U_o(R).V(R).R^2\ dR\right]^2$$

La relation (39) permet d'obtenir les fonctions de couplage $U_2(r)$ et $U_o(R)$:

$$U_2(r) = 6,887\ r_N^{-7/2}.r^2.e^{-\frac{7}{4}\frac{r^2}{r_N^2}}$$

$$U_o(R) = 2,032\ R_\alpha^{-3/2}\ e^{-\frac{3}{4}\frac{R^2}{R_\alpha^2}}$$

R_N^2 et R_α^2 étant respectivement les valeurs moyennes des carrés des

distances qui séparent les centres de gravité du neutron et de la particule α du centre de gravité du cœur ^{24}Mg .

Nous obtenons finalement :

- en utilisant un potentiel delta

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{(stripping)}} = 0,127 \frac{M_i M_f}{\hbar^4} \frac{k_f}{k_i} \left| \begin{matrix} S_c \\ \theta \\ S_n S_\alpha \end{matrix} \right|^2 r_n^7 . R_\alpha \frac{K_1^4}{K_2^2} \sin^2(K_2 R_\alpha) . e^{-\frac{2}{7}(K_1 r_n)^2} . V_o^2$$

- en utilisant un potentiel gaussien

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{(stripping)}} = 0,384 \frac{M_i M_f (M_\alpha + M_c)^2}{M_\alpha^2 M_c^2} \frac{k_f}{k_i} \left| \begin{matrix} S_c \\ \theta \\ S_n S_\alpha \end{matrix} \right|^2 r_n^7 R_\alpha^{-1} \left(\frac{3}{2} + \frac{2R_\alpha^2}{a^2}\right)^{-3} K_1^4 \, e^{-\left(\frac{2}{7}K_1^2 r_n^2 + \frac{2K_2^2 R_\alpha^2 a^2}{3a^2 + 4R_\alpha^2}\right)}$$

où a est la portée du potentiel gaussien, que nous avons prise égale à la somme des rayons des éléments qui interagissent :

$$a = 1,2(A_\alpha^{1/3} + A_c^{1/3}) \text{ fm}$$

Nous avons écrit les paramètres r_n et R_α sous la forme :

$$r_n = r_{on}(A_n + A_c)^{1/3}$$

$$R_\alpha = r_{o\alpha}(A_\alpha + A_c)^{1/3}$$

Comme nous ne connaissons pas le paramètre de largeur réduite $\theta^{S_c}_{S_n S_\alpha}$, nous ne pouvons déterminer que la forme de la distribution angulaire. Dans le cas du potentiel gaussien, les deux paramètres r_{on} et $r_{o\alpha}$ interviennent dans la forme de la distribution angulaire ; par contre, dans le cas du potentiel delta, seul le paramètre $r_{o\alpha}$ a une influence sur cette forme.

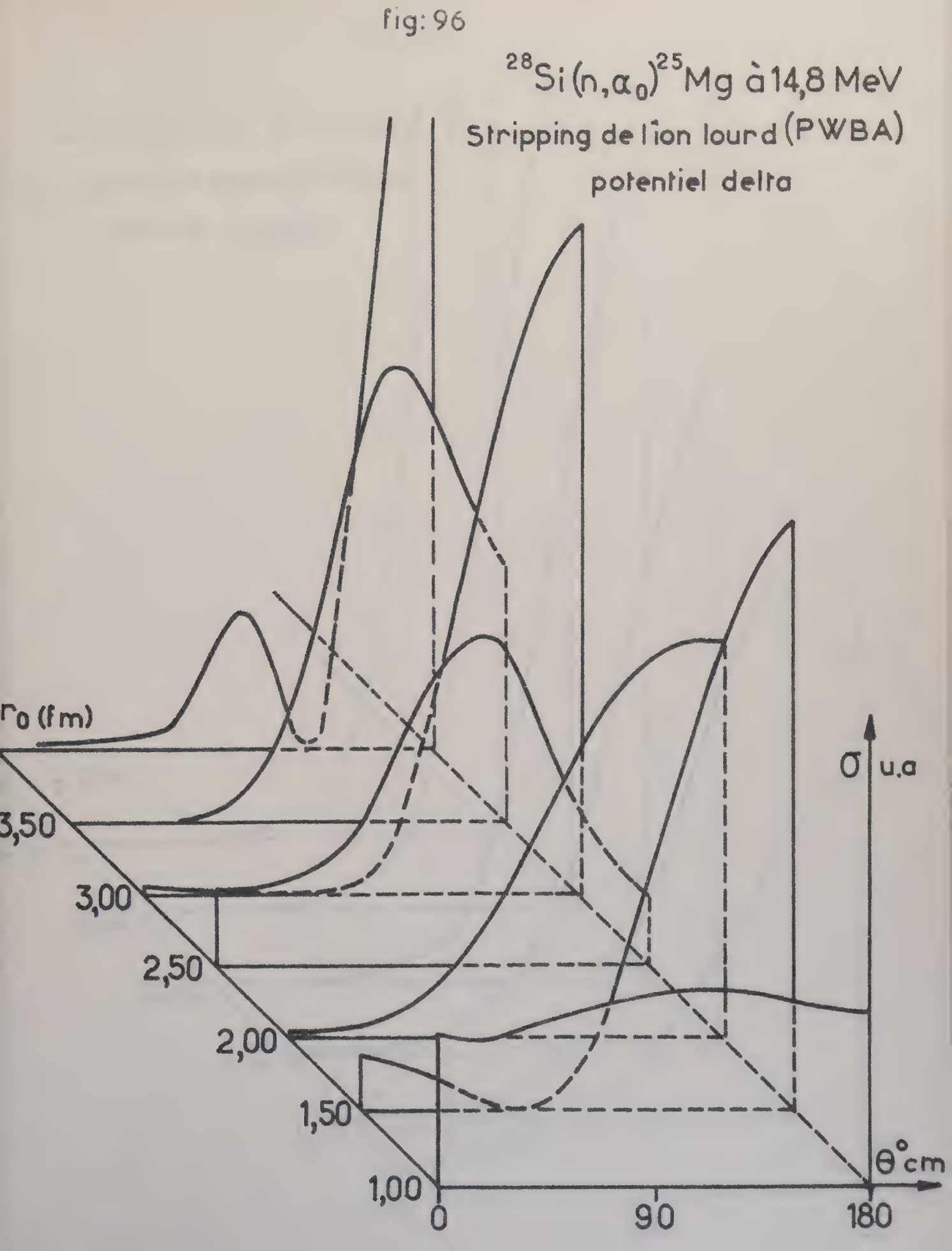
Afin de comparer les résultats, nous avons représenté sur les figures 96 et 97 les contributions obtenues respectivement avec le potentiel delta et avec le potentiel gaussien, et normalisées sur les résultats expérimentaux, en fonction du paramètre $r_o = r_{on} = r_{o\alpha}$ que nous introduisons pour faciliter la présentation des résultats.

Nous pouvons constater que le potentiel gaussien fournit une distribution angulaire dont la forme varie lentement avec le paramètre r_o et que la forme de la distribution angulaire calculée à l'aide du potentiel delta fluctue fortement avec le paramètre r_o ; ces fluctuations sont dues à l'intervention de $\sin(K_2 R_\alpha)$ dans la section efficace différentielle obtenue avec ce potentiel.

Nous avons additionné les contributions données par le mécanisme du noyau composé et par le mécanisme de stripping de l'ion lourd, et normalisé cette dernière contribution sur les résultats expérimentaux ; la figure 98 présente une comparaison entre la distribution angulaire expérimentale et les distributions angulaires théoriques obtenues en utilisant un potentiel gaussien ($r_{on} = 3,5$ fm , $r_{o\alpha} = 3,5$ fm) et un potentiel delta ($r_{o\alpha} = 3,21$ fm) ; les 2 courbes théoriques diffèrent peu entre elles, et l'accord avec les résultats expérimentaux est assez satisfaisant.

Le paramètre $r_{o\alpha}$ a une valeur nettement supérieure aux valeurs physiques que l'on trouve habituellement ($1,2 \leqslant r_o \leqslant 1,5$ fm) ce qui n'est

fig: 96


$^{28}Si(n,\alpha_0)^{25}Mg$ à 14,8 MeV
Stripping de l'ion lourd (PWBA)
potentiel delta
r_0 (fm)
3,50
3,00
2,50
2,00
1,50
1,00
σ u.a
θ°cm
0
90
180

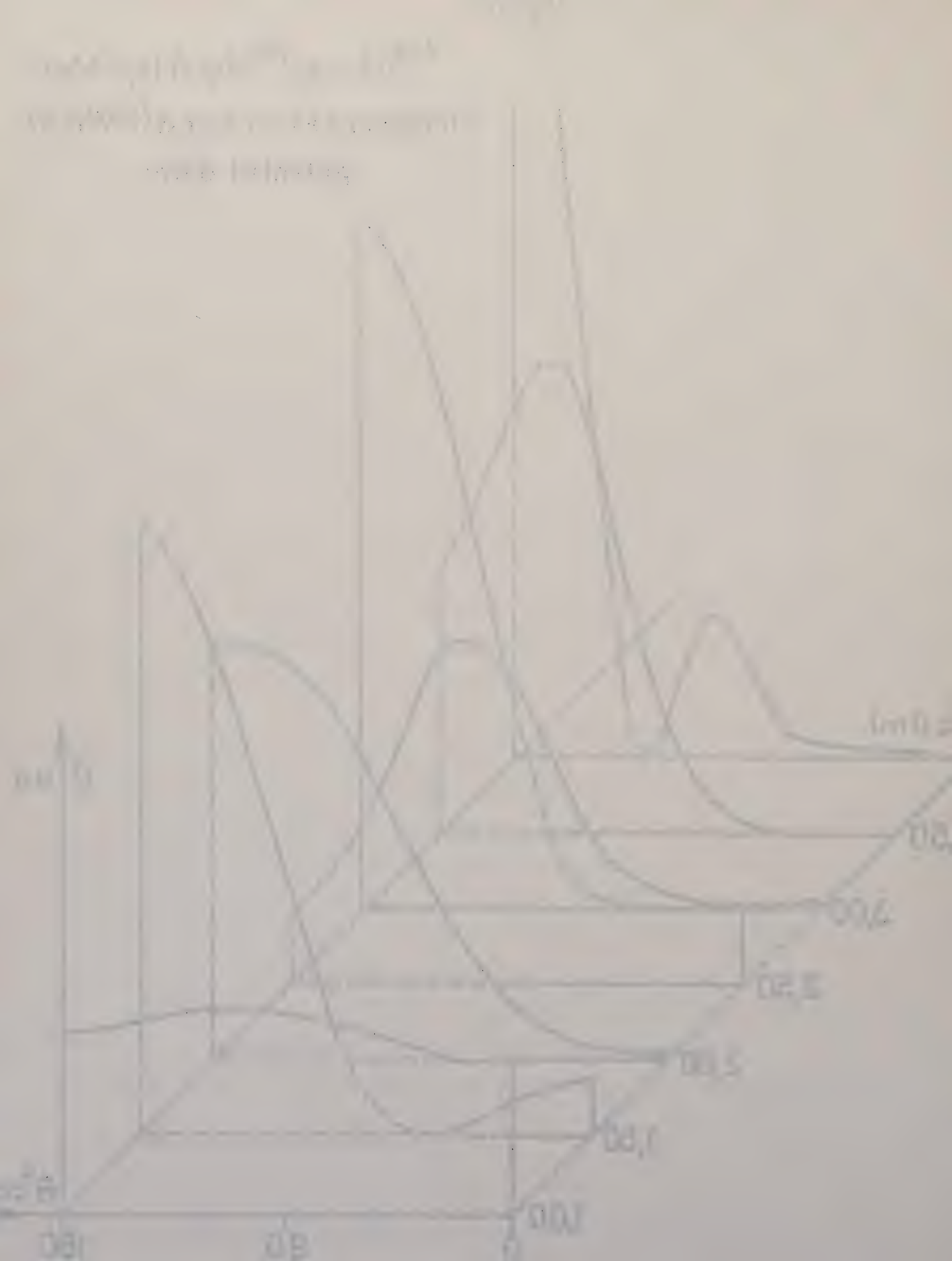
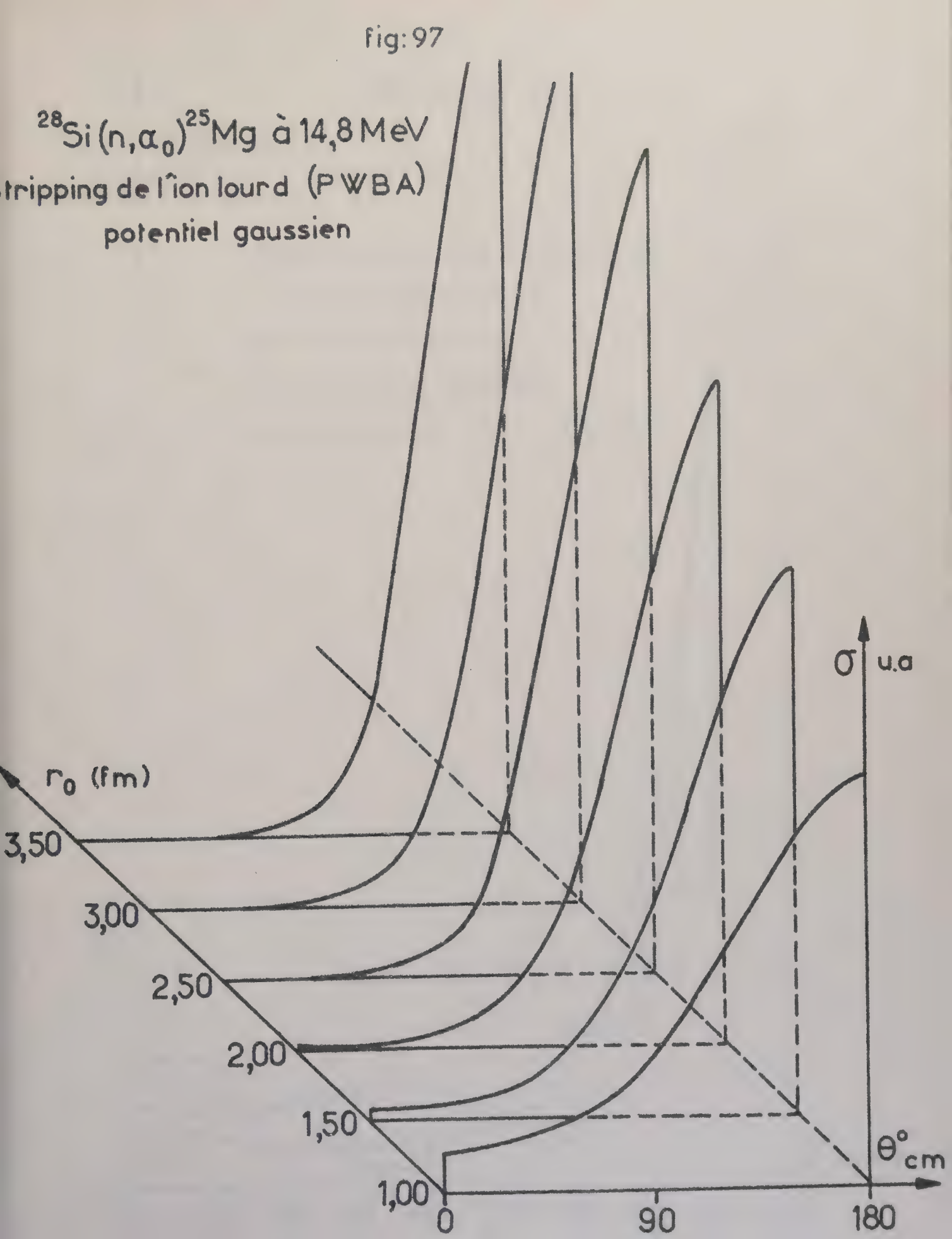


fig: 97


$^{28}Si(n,\alpha_0)^{25}Mg$ à 14,8 MeV
tripping de l'ion lourd (PWBA)
potentiel gaussien
σ u.a
r_0 (fm)
3,50
3,00
2,50
2,00
1,50
1,00
0
90
180
θ°_{cm}

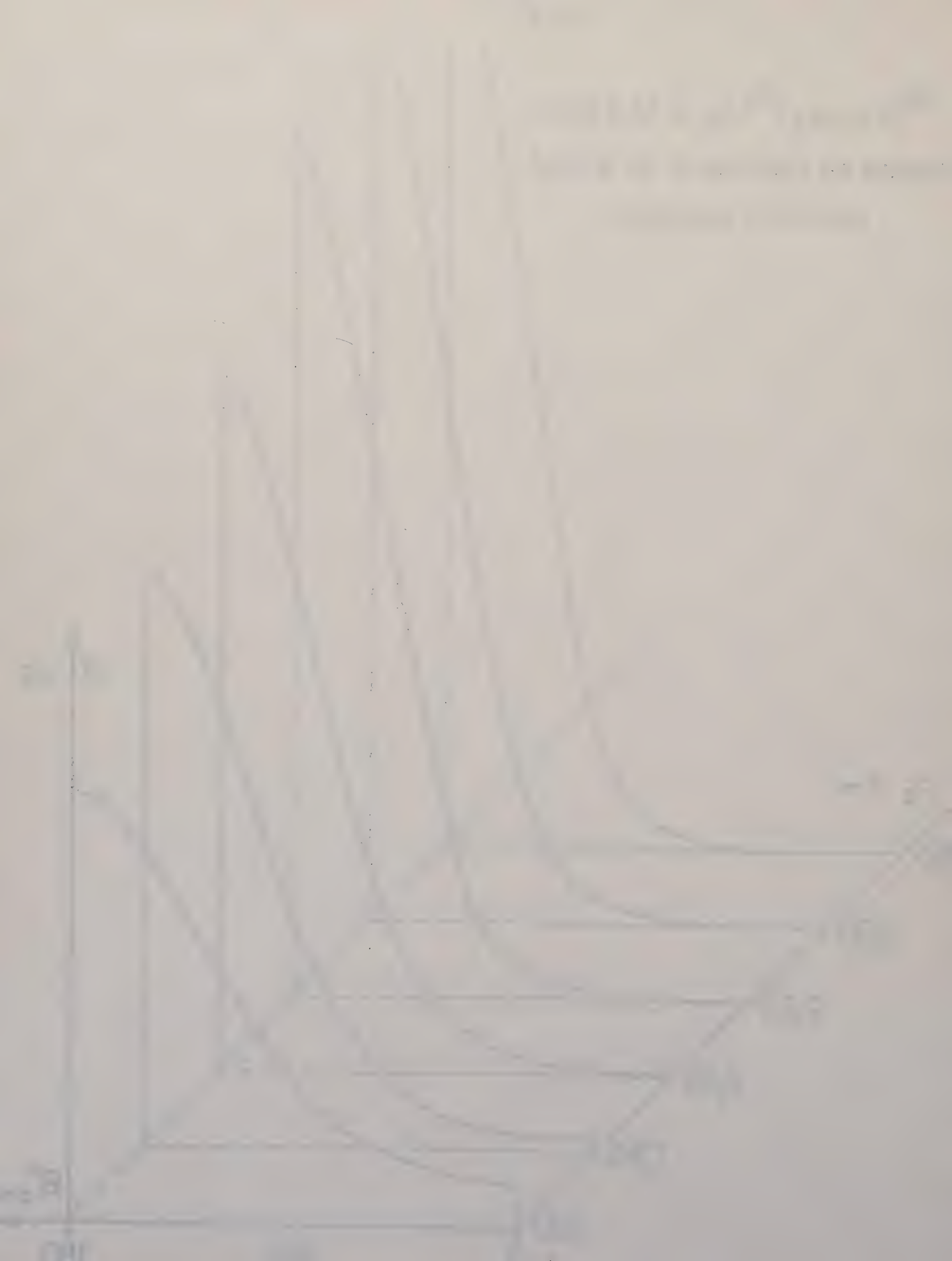
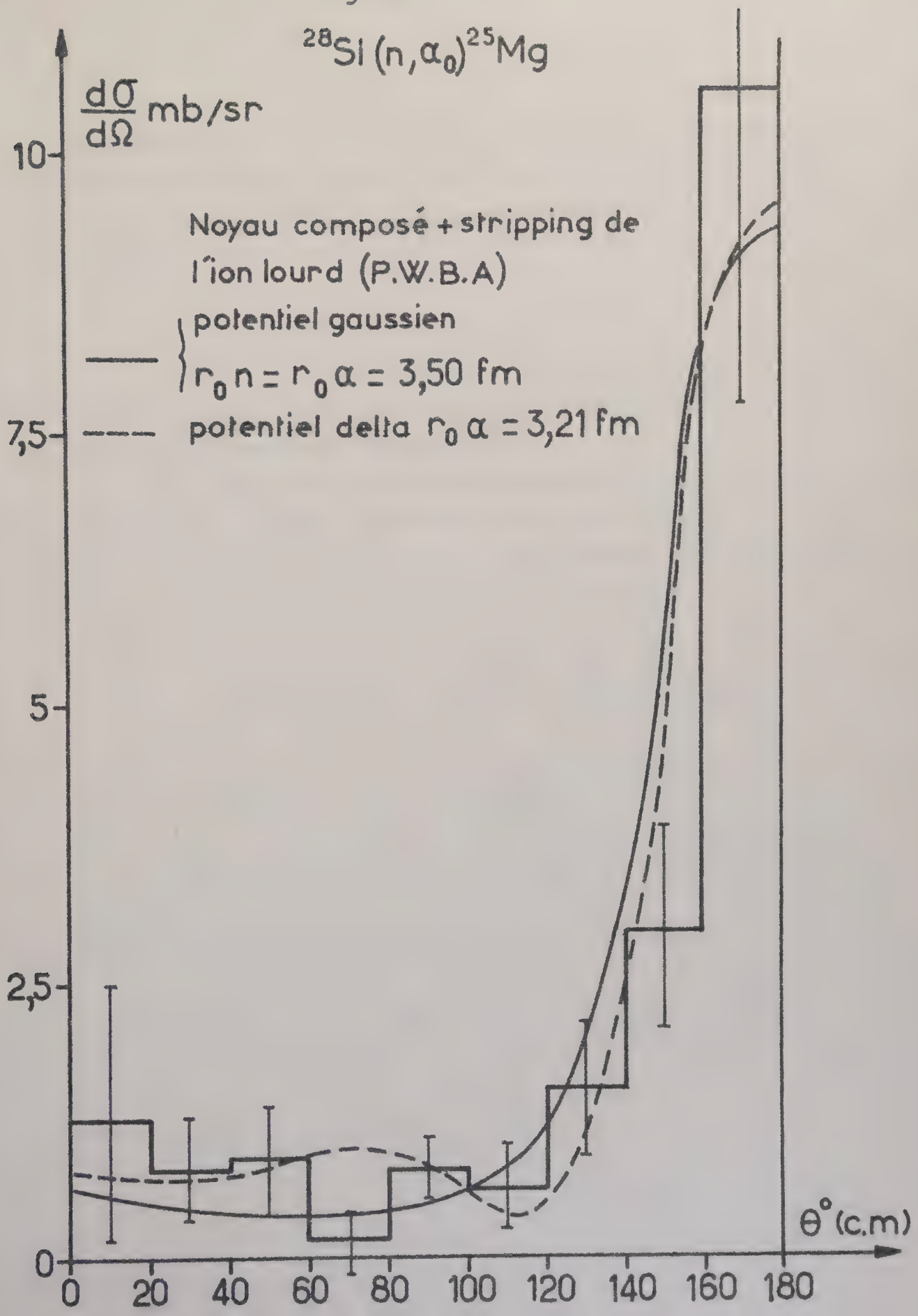
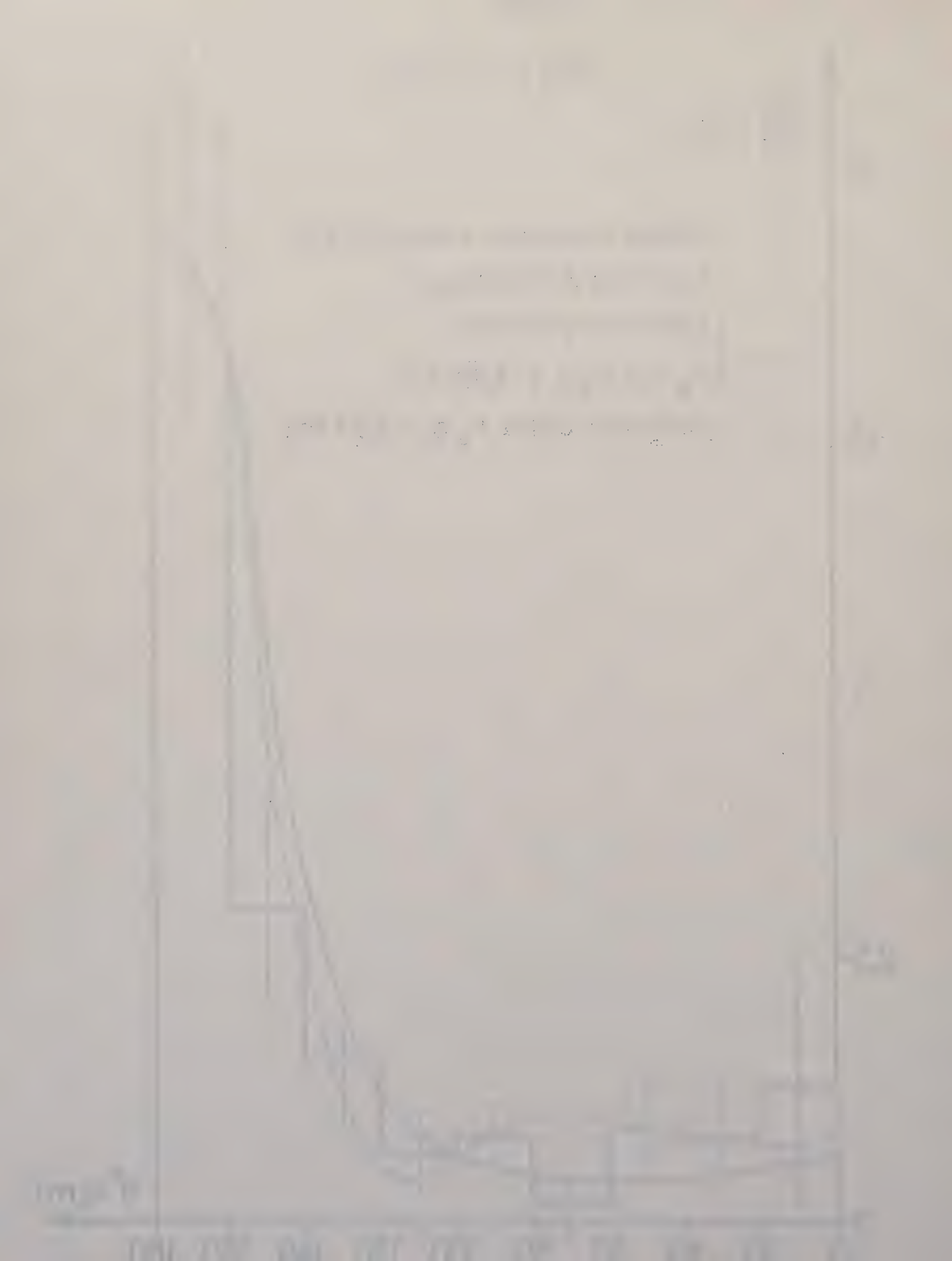


fig: 98


$^{28}Si\,(n,\alpha_0)^{25}Mg$
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mb/sr
Noyau composé + stripping de l'ion lourd (P.W.B.A)
potentiel gaussien
$r_0 n = r_0 \alpha = 3{,}50$ fm
potentiel delta $r_0 \alpha = 3{,}21$ fm
10
7,5
5
2,5
0
0 20 40 60 80 100 120 140 160 180
θ° (c.m)



pas surprenant car nous avons utilisé ici le formalisme des ondes planes et nous n'avons donc tenu compte ni du potentiel nucléaire, ni du potentiel coulombien ; il en résulte que nous ne devons accorder aucune signification physique aux paramètres r_{on} et $r_{o\alpha}$.

b) $\underline{^{28}Si(n,\alpha_1)^{25}Mg}$

Comme précédemment L = 0 , mais ici le neutron vient se fixer sur le cœur ^{24}Mg dans un état S (l=0) pour former le noyau résiduel ^{25}Mg dans son premier état excité $(\frac{1^+}{2})$.

Nous avons calculé la contribution du mécanisme de stripping de l'ion lourd en utilisant l'interaction dans la voie d'entrée (V_{nc}) ; la forme de la distribution angulaire varie alors seulement avec le paramètre r_{on} .

La section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\,(\text{stripping}) = \frac{M_i M_f}{4\pi^2 \hbar^4}\,\frac{k_f}{k_i}\,\left|\theta^{S_c}_{S_n S_\alpha}\right|^2 \cdot \left|H_{nc}\right|^2$$

En utilisant un potentiel delta, nous obtenons en PWBA :

$$H_{nc} = 4\pi\, V_o\, r_n^3 \cdot j_o(K_1 r_n) \cdot U_o(r_n) \cdot \int_o^\infty j_o(K_2 R) \cdot U_o(R) \cdot R^2 \cdot dR$$

Les fonctions de couplage $U_o(r)$ et $U_o(R)$ s'écrivent ici :

$$U_o(r) = (4,708\, r_n^{-3/2} - 10,980\, r_n^{-7/2} r^2) \cdot e^{-\frac{7}{4}\frac{r^2}{r_n^2}}$$

$$U_o(R) = 2,032\, R_\alpha^{-3/2} \cdot e^{-\frac{3}{4}\frac{R^2}{R_\alpha^2}}$$

D'où :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\,(\text{stripping}) = 9,37\,\frac{M_i M_f}{\hbar^4}\,R_\alpha^{\,3}\,r_n\,K_1^{-2}\sin^2(K_1 r_n)\,e^{-\frac{2K_2^{\,2}R_\alpha^{\,2}}{3}}\,V_o^{\,2}$$

La figure 99 montre l'influence du paramètre r_{on} sur la forme de la distribution angulaire. Parallèlement, nous présentons sur la figure 100 l'influence du même paramètre r_{on} sur la forme de la distribution angulaire de stripping calculée cette fois en DWBA par C. FAYARD, G.H. LAMOT, J.N. MASSOT et J. LAFOUCRIERE (118) en utilisant les paramètres de potentiels optiques suivants :

	V_o MeV	a' fm	W_o MeV	b fm	r fm
neutron	39	0,65	9	1	1,25
α	54	0,51	9,5	1	1,75

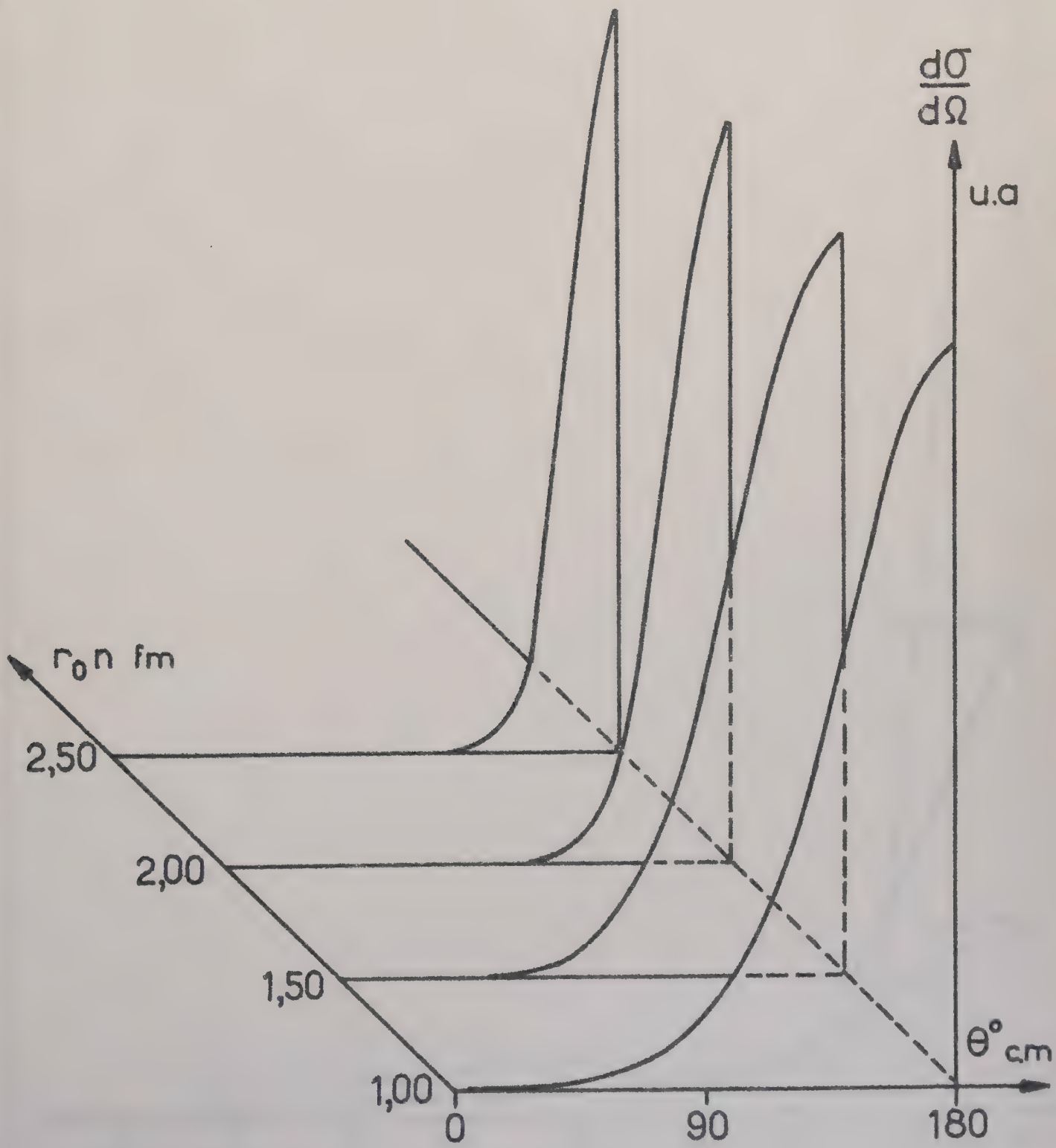
Faute de résultats expérimentaux sur la diffusion élastique $^{25}Mg(\alpha,\alpha)^{25}Mg$, les paramètres du modèle optique concernant la voie de sortie ont été tirés de résultats sur la diffusion élastique $^{24}Mg(\alpha,\alpha)^{24}Mg$.

Nous comparons sur la figure 101 les résultats expérimentaux aux résultats théoriques ; l'accord très grossier que nous obtenons peut être attribué à la grande imprécision des résultats expérimentaux concernant cette transition. Nous pouvons de plus remarquer la similitude des résultats obtenus en DWBA et en PWBA .

fig: 99

$^{28}Si\,(n,\alpha_1)^{25}Mg$

Stripping de l'ion lourd potentiel delta (PWBA)



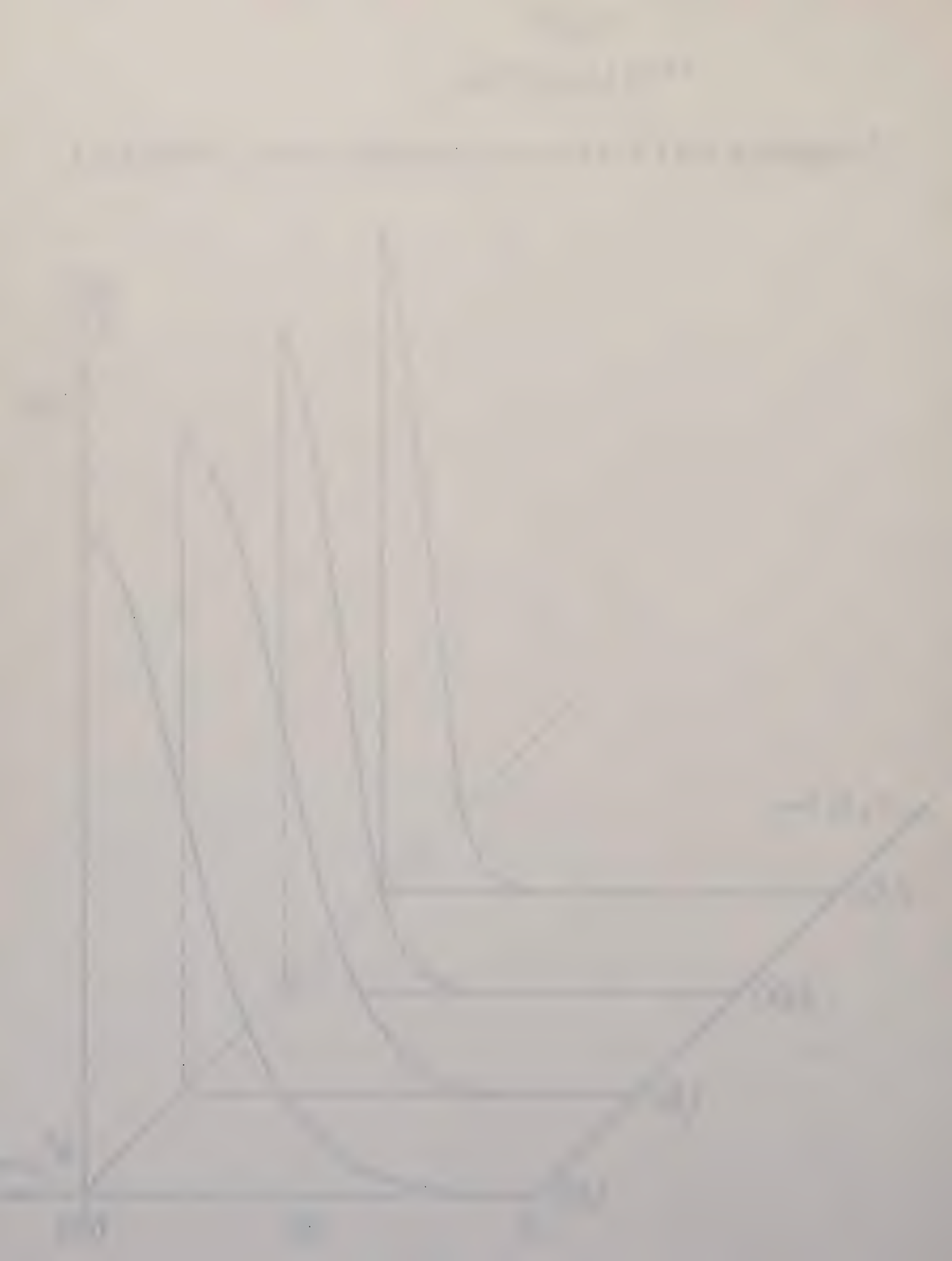


Fig: 100

$^{28}Si(n,\alpha_1)^{25}Mg^*$ à 14,7 MeV

Stripping de l'ion lourd en DWBA

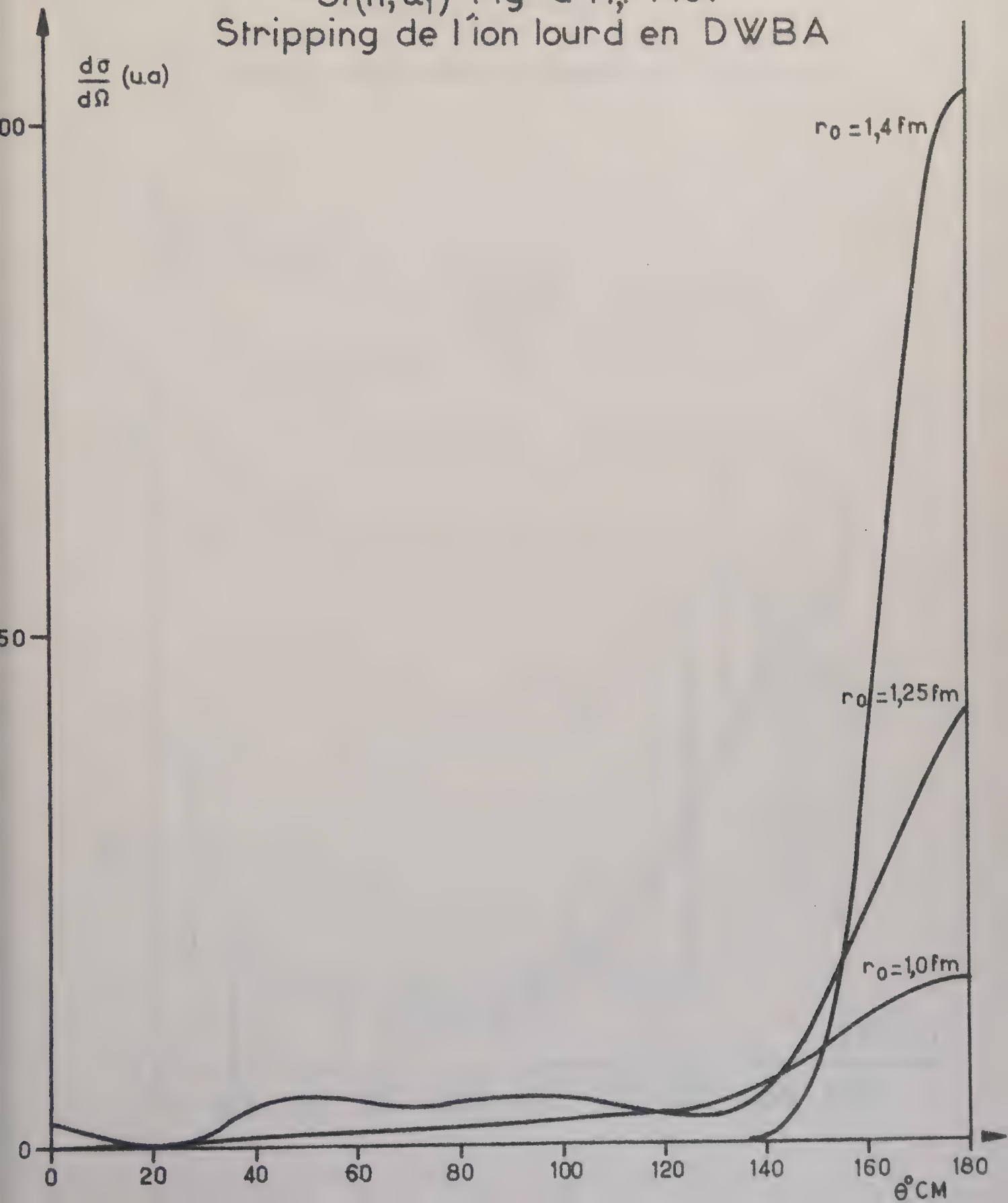
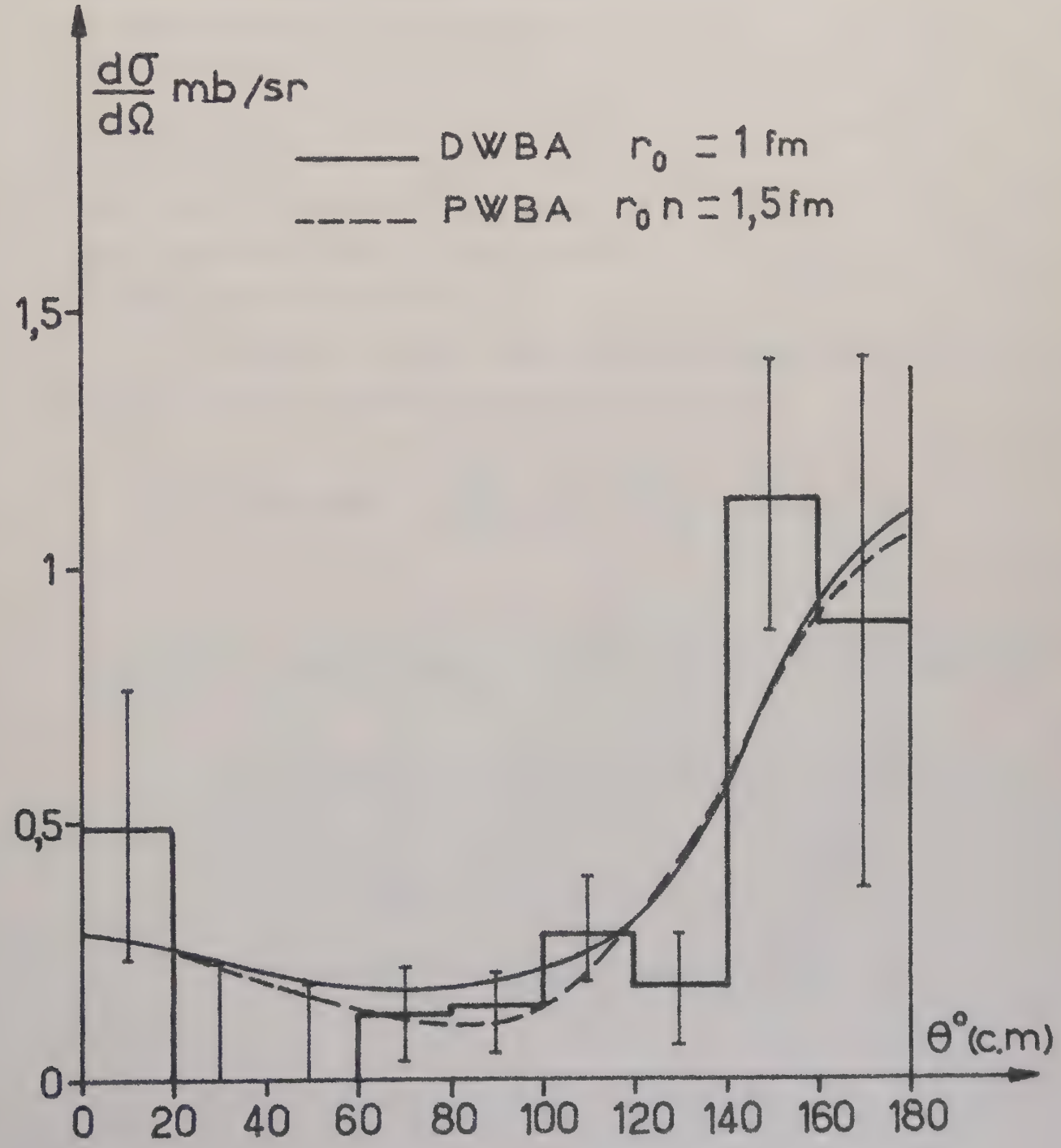
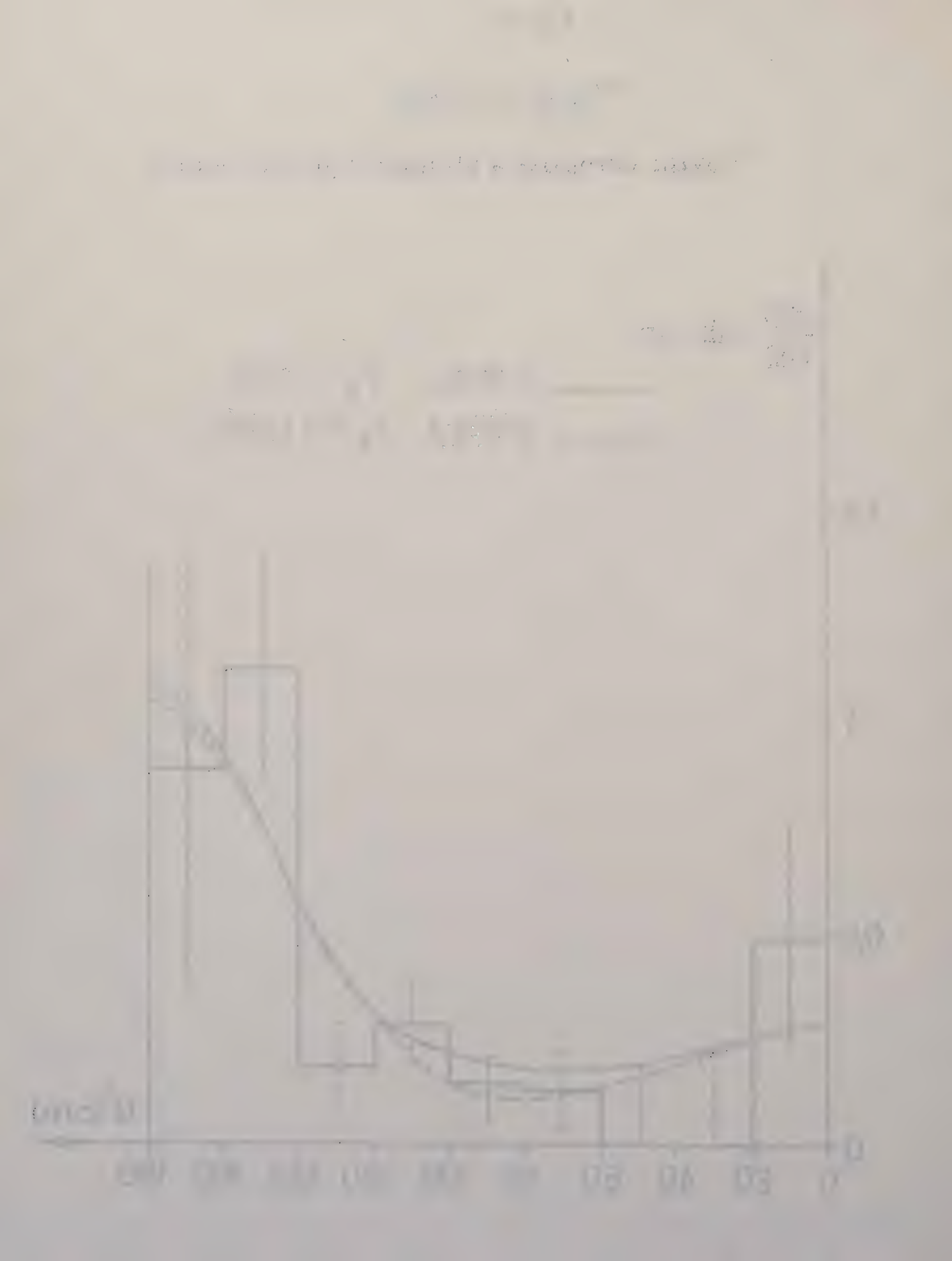


fig: 101

$^{28}Si(n,\alpha_1)^{25}Mg$

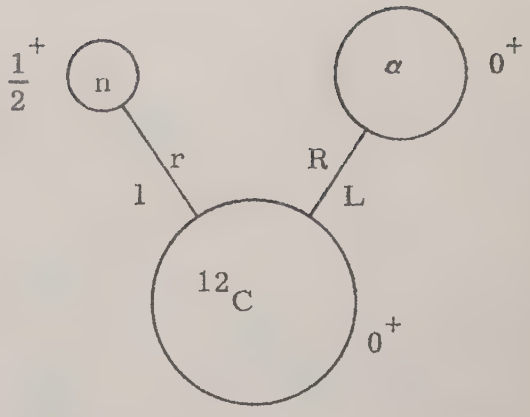
Noyau composé + stripping de l'ion lourd





2) $\underline{^{16}O(n,\alpha_o)^{13}C}$

Nous allons tenter d'interpréter la distribution angulaire obtenue pour cette transition à l'aide du mécanisme de stripping de l'ion lourd : L = 0 car le noyau cible ^{16}O se trouve à l'état fondamental (0^+) . D'autre part, le neutron vientse fixer sur le cœur ^{12}C dans un état P (l=1) pour former le noyau résiduel ^{13}C dans son état fondamental ($\frac{1^-}{2}$) .



La section efficace différentielle de stripping de l'ion lourd s'écrit en prenant l'interaction dans la voie de sortie :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\,(\text{stripping}) = \frac{M_i M_f}{4\pi^2 \hbar^4}\,\frac{k_f}{k_i}\,\frac{1}{3}\left|\theta^{S_c}_{S_n S_\alpha}\right|^2 \cdot \sum_{m_l} H_{\alpha c}\, H^*_{\alpha c}$$

avec

$$\sum_{m_l} H_{\alpha c} H^*_{\alpha c} = 3\,(4\pi)^2 \left[\int_o^\infty j_1(K_1 r)\, U_1(r)\, r^2\, dr \int_o^\infty j_o(K_2 R).U_o(R).V(R).R^2\, dR\right]^2$$

Les fonctions de couplage $u_1(r)$ et $U_o(R)$ s'écrivent ici :

$$U_1(r) = 3{,}86\, r_n^{-5/2} \cdot r \cdot e^{-\frac{5}{4}\frac{r^2}{r_n^2}}$$

$$U_o(R) = 2{,}032\, R_\alpha^{-3/2} \cdot e^{-\frac{3}{4}\frac{R^2}{R_\alpha^2}}$$

Nous obtenons finalement :

- en utilisant un potentiel delta :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\ (\text{stripping}) = 0,887\ \frac{M_i M_f}{\hbar^4}\ \frac{k_f}{k_i}\ \left|\theta_{S_n S_\alpha}^{S_c}\right|^2\ r_n^5\ R_\alpha\ \left(\frac{K_1}{K_2}\right)^2\ \sin^2(K_2 R_\alpha)\, e^{-\frac{2K_1^2 r_n^2}{5}}\ .\ V_o^2$$

- en utilisant un potentiel gaussien :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\ (\text{stripping}) = 5,05\ \frac{M_i M_f (M_\alpha + M_c)^2}{M_\alpha^2 M_c^2}\ \frac{k_f}{k_i}\ \theta_{S_n S_\alpha}^{S_c\ 2}\ .\ r_n^5 R_\alpha^{-1}\left(\frac{3}{2} - \frac{2R_\alpha^2}{a^2}\right).\ K_1^2\ e^{-\left(\frac{2K_1^2 r_n^2}{5} + \frac{2K_2^2 R_\alpha^2 a^2}{3a^2 + 4R_\alpha^2}\right)}$$

Nous comparons sur la figure 102 les résultats expérimentaux aux calculs théoriques obtenus avec un potentiel delta ($R_{o\alpha}$ = 1,4 fm) et avec un potentiel gaussien (ro_n = 0,8 fm $R_{o\alpha}$ = 0,7 fm) .

Nous y présentons également la distribution angulaire obtenue en DWBA pour r_{on} = 1,8 fm par C. FAYARD et G.H. LAMOT (119) en utilisant les paramètres du modèle optique suivants :

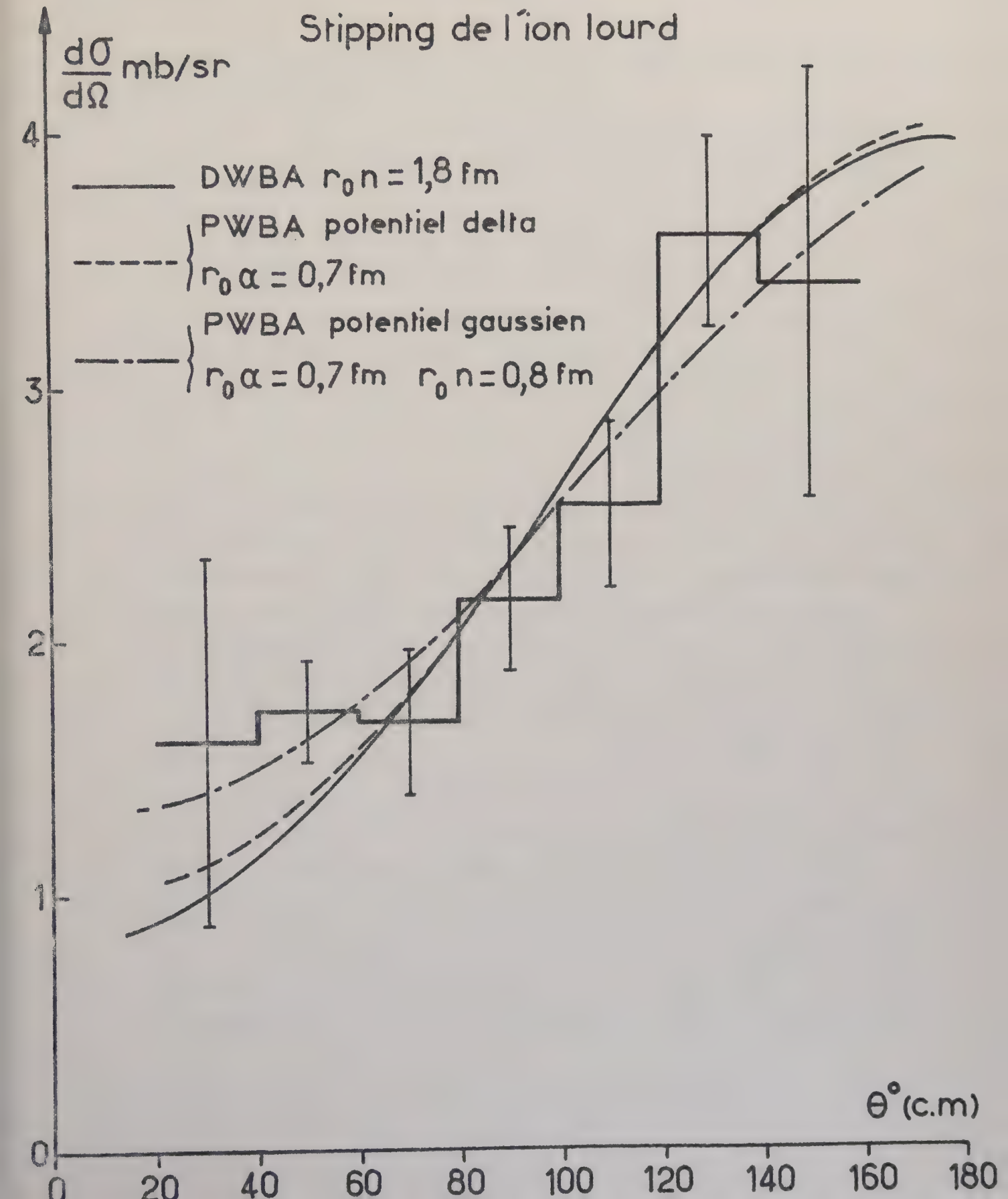
	V_o MeV	a' fm	W_o MeV	b fm	r fm
neutron	46	0,60	6,5	1	1,25
α	115	0,55	6,0	1	1,25

Nous devons remarquer que faute de résultats expérimentaux sur la diffusion élastique $^{13}C(\alpha,\alpha)^{13}C$, les paramètres concernant la voie

fig: 102

$^{16}O(n,\alpha_0)^{13}C$

Stipping de l'ion lourd



de sortie ont dû être tirés de la distribution angulaire des particules α provenant de la diffusion élastique $^{12}C(\alpha,\alpha)^{12}C$.

Les 3 courbes théoriques sont assez voisines les unes des autres et permettent d'interpréter la forme de la distribution angulaire expérimentale.

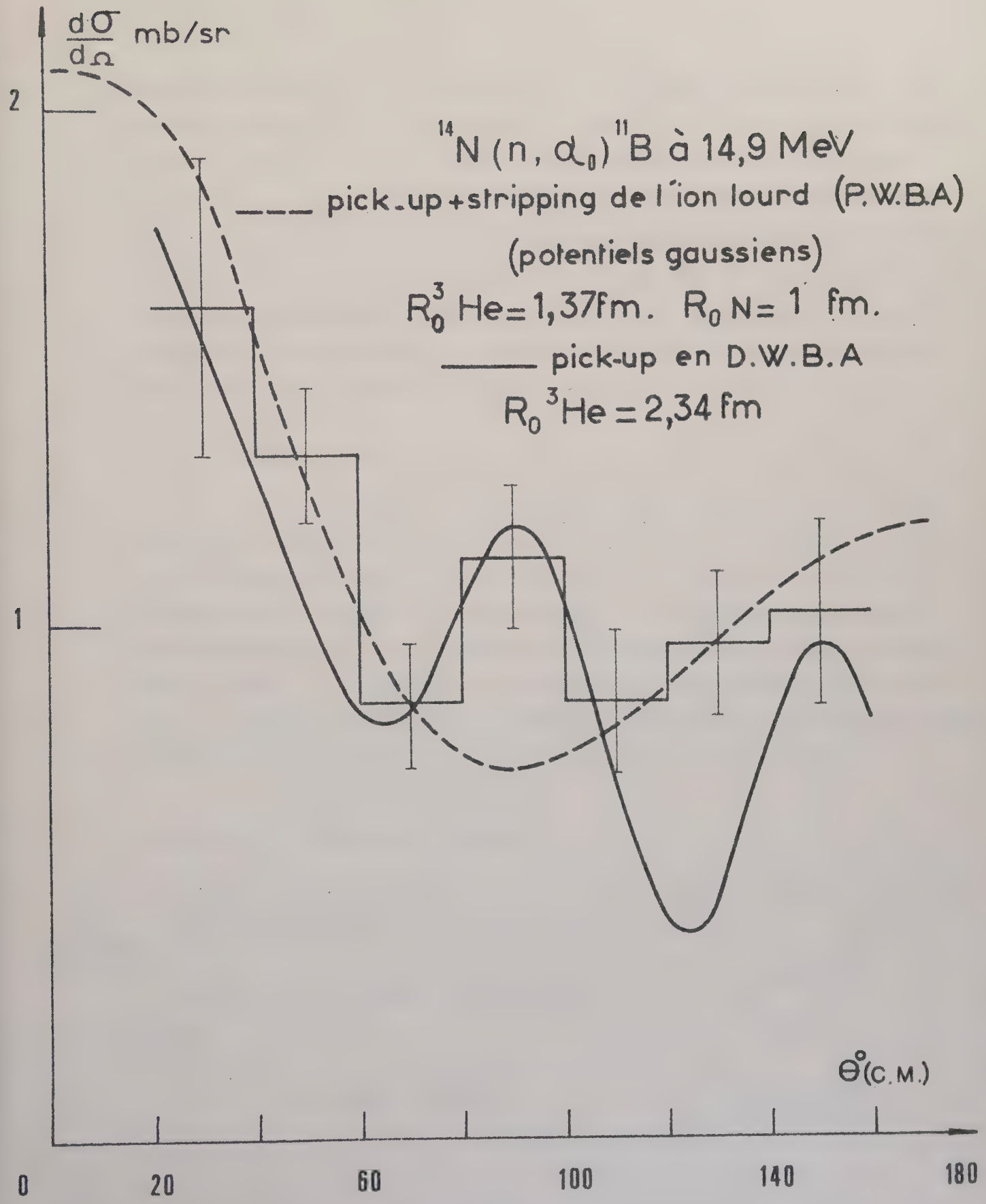
3) $\underline{^{14}N(n,\alpha_o)^{11}B}$

La distribution angulaire que nous avons obtenue pour cette transition n'a pas une structure caractéristique et son interprétation ne peut pas être effectuée à l'aide d'un seul mécanisme d'interaction directe ; la forme de cette distribution suggère une compétition entre le mécanisme de stripping de l'ion lourd, qui donne une contribution vers l'arrière, et un mécanisme fournissant une contribution vers l'avant : le pick-up ou le knock-on. Les théories PWBA et DWBA sont trop grossières, et les résultats expérimentaux trop imprécis pour que l'on puisse sans ambiguité déterminer parmi ces deux derniers mécanismes lequel doit être mis en cause.
J. HAJJ BOUTROS (119) a donc utilisé, pour interpréter nos résultats en PWBA une compétition entre le pick-up et le stripping de l'ion lourd ; le meilleur accord qu'il ait obtenu avec $l = 1$, $L = 2$ pour le stripping de l'ion lourd et $l = 0$, $L = 1$ pour le pick-up est représenté sur la figure 103 ($R_{o\alpha} = 1,38$ fm et $r_{on} = 1$ fm .

Nous présentons également cette même distribution angulaire obtenue en DWBA par C. FAYARD et G.H. LAMOT (119) pour $R_{oHe} = 2,34$ fm en utilisant un processus de pick-up seulement, avec $L = 3$.

Ces courbes théoriques ne recoupent les résultats expérimentaux que d'une manière très grossière, et il est bien difficile de conclure. Un meilleur accord pourrait certainement être obtenu ; en effet, si l'on

fig: 103


dσ/dΩ mb/sr
2
1
0
20
60
100
140
180
θ°(C.M.)
$^{14}N(n, \alpha_0)^{11}B$ à 14,9 MeV
pick-up + stripping de l'ion lourd (P.W.B.A)
(potentiels gaussiens)
R_0^3 He = 1,37 fm. R_0 N = 1 fm.
pick-up en D.W.B.A
R_0 ^{3}He = 2,34 fm

suppose une sous-structure α (knock-on , stripping de l'ion lourd) , les moments angulaires de couplage des états liés l et L sont respectivement égaux à 1, 3 ou 5 et 2 ou 4 ; en comptant les paramètres de rayon de couplage r_{on} et $r_{o\alpha}$, et le rapport d'intensité entre les deux mécanismes (knock-on et stripping de l'ion lourd) , nous disposons donc de 8 paramètres pour interpréter une distribution angulaire expérimentale donnée par 7 paliers bien que les 8 paramètres dont nous disposons ne soient pas entièrement indépendants, nous pourrions certainement obtenir un accord assez satisfaisant qui n'aurait aucune valeur physique.

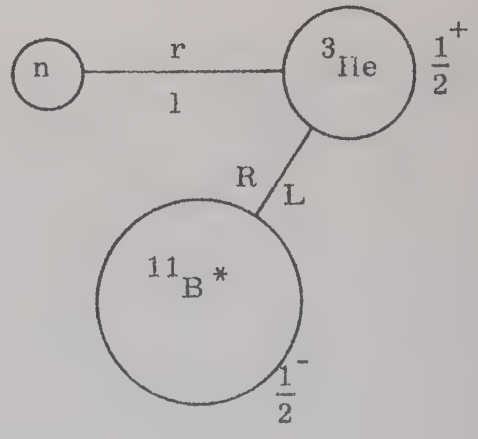
4) $\underline{^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B}$

Etant données les précautions expérimentales que nous avons prises en ce qui concerne le mécanisme du noyau composé, le fait que nous n'ayons détecté aucune particule α vers l'arrière exclut toute participation notable de ce mécanisme. La prédominance de l'émission des particules α vers l'avant suggère la participation du mécanisme de pick-up ou du mécanisme de knock-on. Ce dernier, qui suppose une sous-structure α , nous laisse le choix entre 4 valeurs possibles des moments angulaires de couplage nous avons donc préféré utiliser le pick-up, pour lequel l = 0 et L = 1 .

La distribution angulaire de pick-up est donnée par la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{(pick-up)}} = \frac{M_i M_f}{4\pi^2 \hbar^4} \frac{k_f}{k_i} \left| \theta^{S_c}_{S_n S_{He}} \right|^2 \sum_{m_l} H_{Lm_L} H^*_{Lm_L}$$

$\frac{1}{2}^+$



Dans la voie d'entrée, l'interaction s'écrit :

$$V_{nHe} + V_{nB}$$

Elle s'écrit dans la voie de sortie :

$$V_{nHe} + V_{HeB}$$

Nous nous sommes proposés de calculer en PWBA les contributions de chacun des 3 potentiels d'interaction : V_{nHe}, V_{nB} et V_{HeB}, en utilisant un potentiel delta puisque notre formalisme ne nous permet de calculer la contribution de V_{nB} qu'avec ce type de potentiel.

Nous obtenons respectivement :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(V_{nB}) = 0,172 \frac{M_i M_f}{\hbar^4} \frac{k_f}{k_i} \cdot \left| \theta^{S_c}_{S_n S_{He}} \right|^2 \cdot R_\alpha r_n^{-3} \left(\frac{3}{2r_n^2} + \frac{3}{2R_\alpha^2}\right)^{-5} k^2 \cdot e^{-\frac{2}{3}\frac{k^2 r_n^2 R_\alpha^2}{r_n^2 + R_\alpha^2}} \cdot V_1^2$$

avec $k = \left| \vec{K_1} - \vec{K_2} \right|$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(V_{nHe}) = 0,789 \frac{M_i M_f}{\hbar^4} \frac{k_f}{k_i} \cdot \left| \theta^{S_c}_{S_n S_{He}} \right|^2 \cdot R_\alpha^5 r_n \left(\frac{K_2}{K_1}\right)^2 \sin^2(K_1 r_n) \cdot e^{-\frac{2K_2^2 R_\alpha^2}{3}} \cdot V_2^2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(V_{HeB}) = 1,78 \frac{M_i M_f}{\hbar^4} \frac{k_f}{k_i} \cdot \left| \theta^{S_c}_{S_n S_{He}} \right|^2 \cdot R_\alpha^3 r_n^3 \left(\frac{\sin K_1 r_n}{K_1^2 r_n^2} - \frac{\cos K_1 r_n}{K_1 r_n}\right)^2 \cdot e^{-\frac{2K_1^2 r_n^2}{3}} \cdot V_3^2$$

Les figures 104 , 105 et 106 représentent les contributions relatives aux 3 potentiels d'interaction V_{nB} , V_{nHe} et V_{HeB} .

Nous voyons que ces 3 contributions favorisent l'émission des particules α vers l'avant, et que la contribution de V_{nB} est nettement plus faible que les 2 autres.

Nous avons donc utilisé l'interaction dans la voie d'entrée, ce qui permet de négliger le potentiel V_{nB} , et d'obtenir une distribution angulaire dont la forme dépend du seul paramètre r_{on}.

Nous comparons sur la figure 107 la distribution angulaire expérimentale aux résultats théoriques obtenus en PWBA , à l'aide d'un potentiel delta ($r_{on} = 0,7$ fm) , et à l'aide d'un potentiel gaussien ($r_{on} = 0,65$ fm ; $r_{oHe} = 0,65$ fm). Nous y présentons également la distribution angulaire calculée par C. FAYARD et G.H. LAMOT (115) en DWBA pour $r_{oHe} = 1,6$ fm ; les paramètres du modèle optique utilisés dans ce calcul sont les mêmes que ceux qui ont servi dans l'étude de la transition $^{16}O(n,\alpha_o)^{13}C$.

Les résultats théoriques sont voisins les uns des autres et interprètent assez correctement la forme de la distribution angulaire.

$^{14}N\,(n,\alpha_1)\,^{11}B^*$

Contribution de l'interaction Vn B

P.W.B.A. potentiel delta

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C.H^2$$

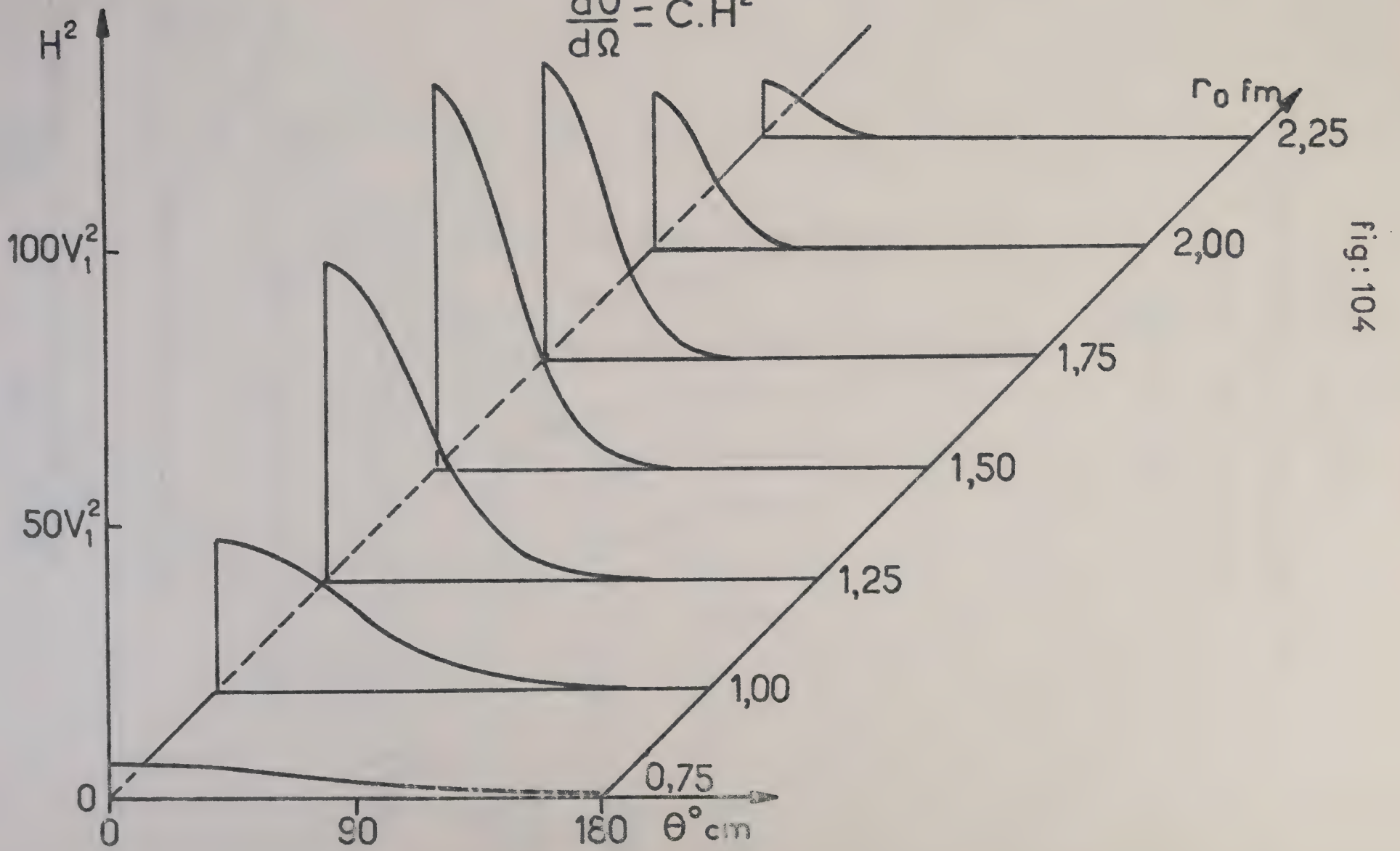


fig: 104

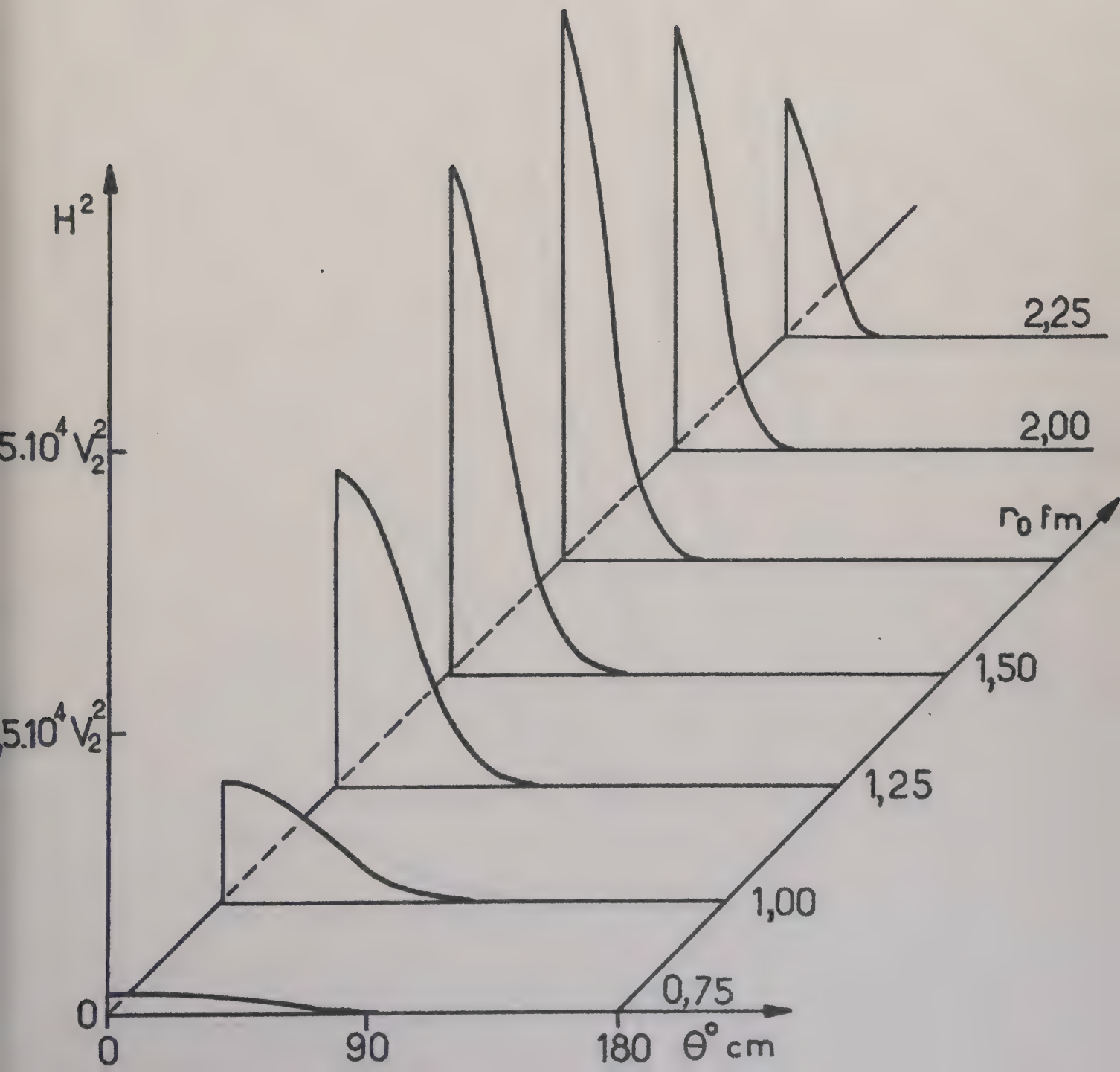
fig:105

$^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B^*$

Contribution de l'interaction Vn^3He

PWBA potentiel delta

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C.H^2$$



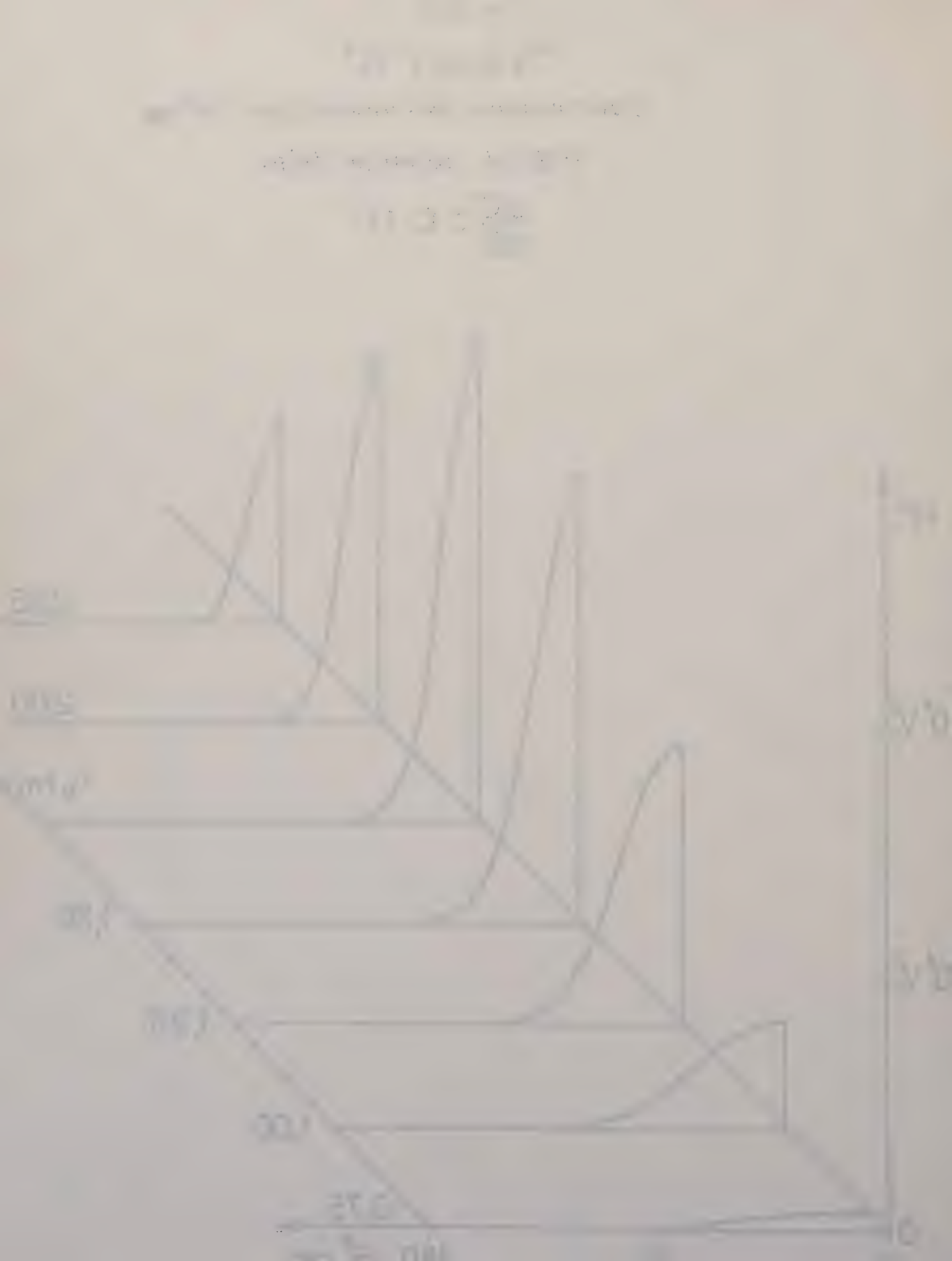


fig: 106

$^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B^*$

Contribution
de l'interaction $V^3_{He\,B}$
P.W.B.A. potentiel delta

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C.H^2$$

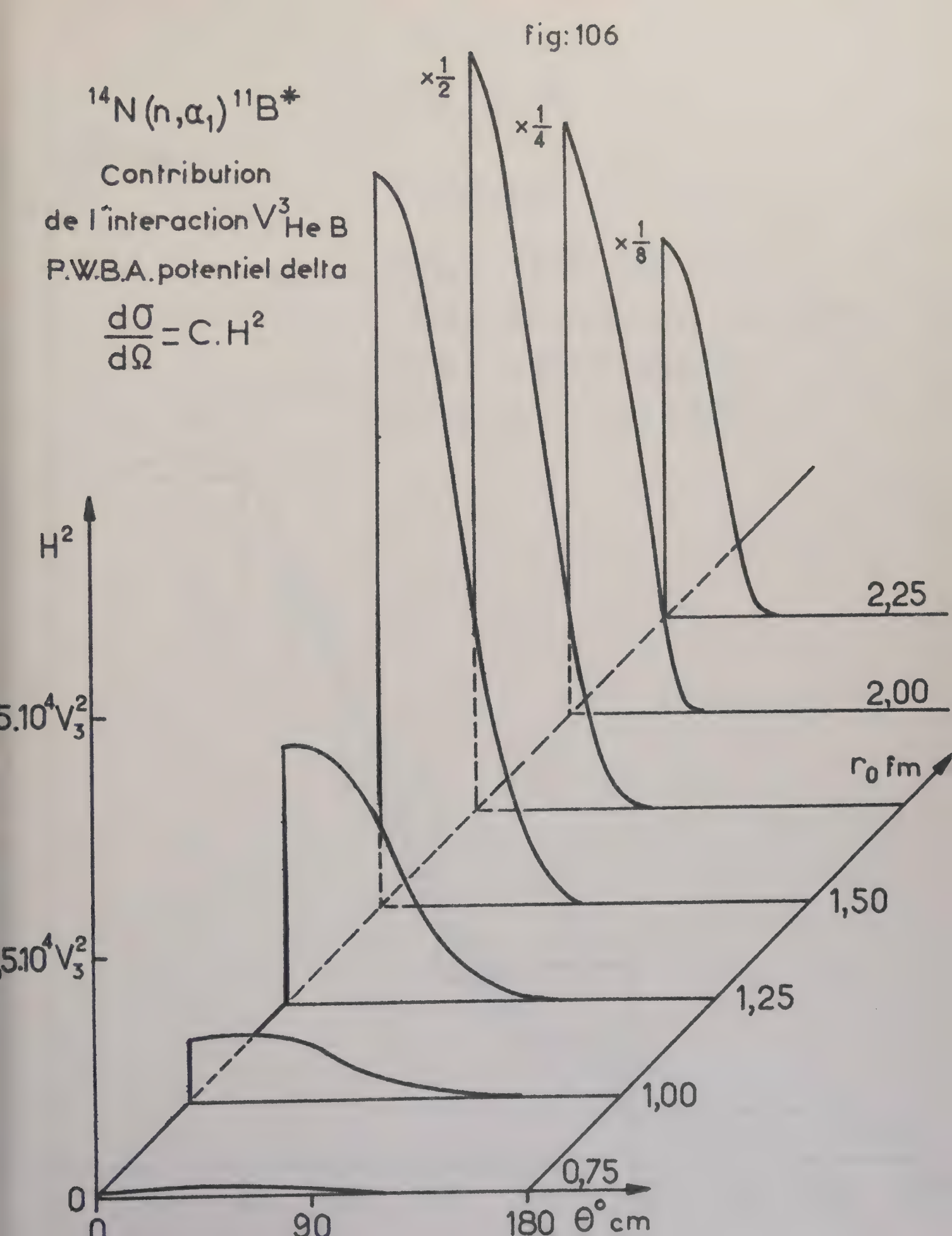
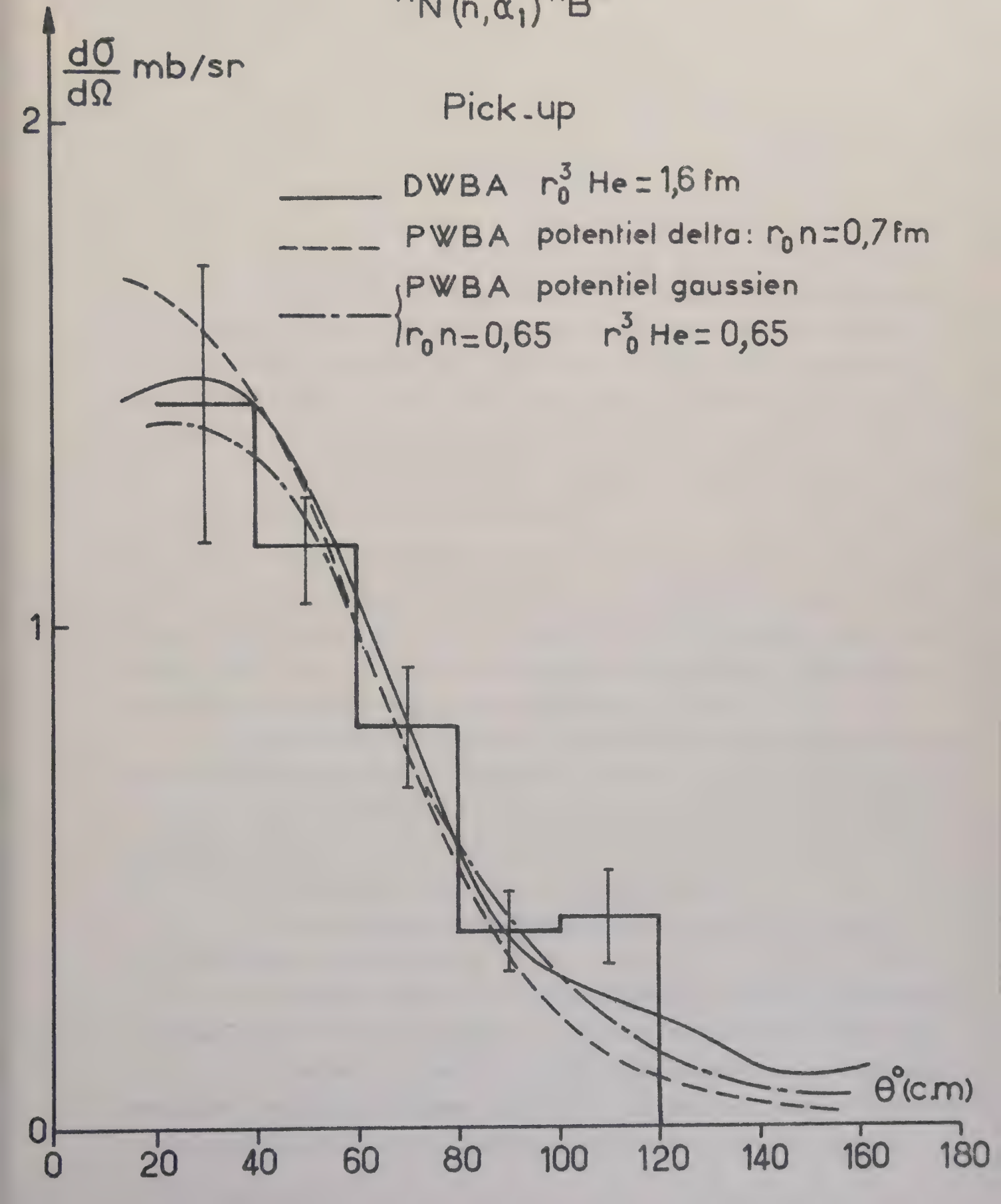
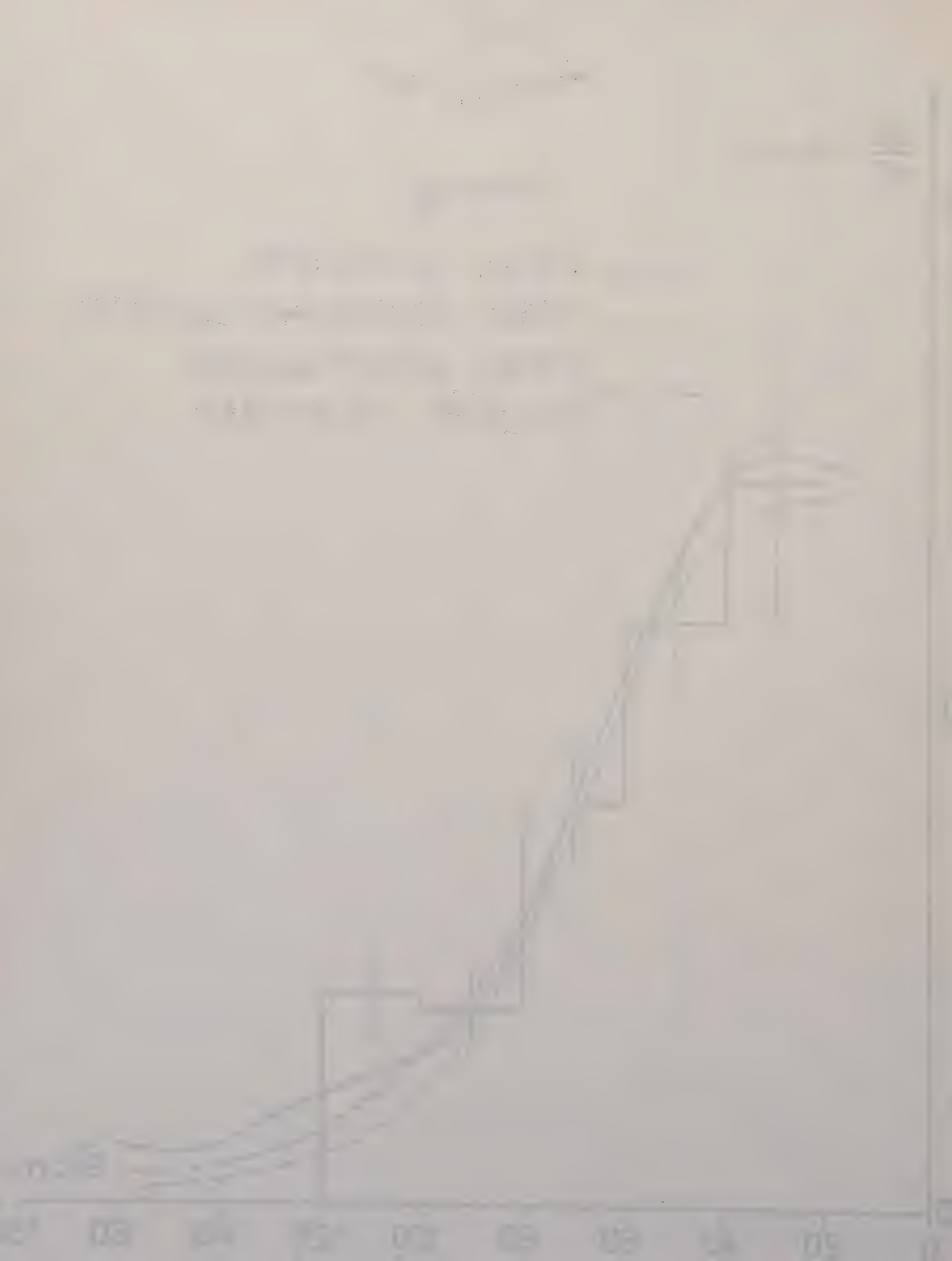


fig: 107

$^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B^*$





CONCLUSION

Nous avons étudié et réalisé un petit cyclotron à énergie variable capable d'accélérer des protons de 750 keV à 5,2 MeV , des deutons de 1,5 à 5,4 MeV , des ions $^{3}He^{++}$ de 1,8 à 12,4 MeV et des particules α de 3 à 10,75 MeV . Cette machine a été presque entièrement construite au Laboratoire, ce qui explique son très faible coût (500 000 F) .

Les principaux éléments qui assurent à notre machine sa souplesse et sa stabilité sont les suivants :

- L'utilisation des pôles à induction constante, qui permettent de conserver la même configuration magnétique dans l'entrefer lorsque l'induction magnétique au centre de la machine passe de 0 à 20 000 gauss, évite l'emploi de bobines de correction et facilite beaucoup le passage d'une énergie à une autre et le passage d'un type de particule à un autre.

- L'adoption d'un court-circuit capacitif dans la ligne résonnante assure le rétablissement immédiat de la tension accélératrice après un claquage.

- La bonne stabilité du champ magnétique (2.10^{-4}) et de la fréquence du champ électrique accélérateur (10^{-5}).

- L'efficacité des installations de refroidissement.

Cet accélérateur est actuellement utilisé par le Groupe de Spectroscopie du Laboratoire.

La mise en place d'un canal magnétique le long de la trajectoire d'extraction permettra d'augmenter encore l'intensité du faisceau utilisable.

Nous avons également étudié les réactions (n,α) au voisinage de 15 MeV sur quelques noyaux légers. De nombreuses études ont été faites dans ce domaine, laissant une situation extrêmement confuse ; certains

résultats expérimentaux sont bien interprétés par le mécanisme du noyau composé, alors que d'autres suggèrent une très importante contribution des interactions directes ; d'autre part, les résultats expérimentaux obtenus sur un même noyau par différents auteurs sont souvent très différents. Cette situation peut en partie être attribuée aux grandes difficultés expérimentales rencontrées dans ce type d'étude, difficultés associées à l'utilisation des neutrons comme particules incidentes et au faible parcours des particules α émises, mais également au fait que nous nous trouvons dans un domaine où peuvent intervenir les fluctuations des sections efficaces et des distributions angulaires prévues par T. ERICSON dans le cadre du modèle du noyau composé.

Nous avons donc entrepris une série de travaux sur les noyaux légers, en prenant cette fois la précaution d'utiliser des neutrons incidents dont la définition en énergie est suffisamment mauvaise pour que les fluctuations d'ERICSON n'apparaissent pas (les distributions angulaires des particules α dues à la contribution du noyau composé seront alors symétriques par rapport à 90 degrés).

Nous avons choisi, pour la détection des particules α, la méthode des émulsions photographiques qui est particulièrement longue et pénible à utiliser, mais qui est parfaitement adaptée à ce genre d'étude, comme nous pouvons le constater en comparant nos résultats avec les résultats obtenus à l'aide d'autres méthodes.

Des particules α de même énergie dans le système du centre de masse ont dans le système du Laboratoire, où nous les détectons, des énergies très différentes suivant leur angle d'émission ; ainsi, les particules α émises vers l'arrière ont une énergie au moins deux fois plus faible que les particules α émises vers l'avant. Les particules α sont d'autant plus fortement absorbées dans la cible, et d'autant plus difficiles à différencier des

protons produits par la réaction (n, p), dont la section efficace a le même ordre de grandeur que la section efficace de réaction (n, α), que leur énergie est plus faible ; il en résulte que de grandes précautions doivent être prises si l'on veut obtenir des spectres en énergie et des distributions angulaires corrects. Ces considérations nous ont amenés à utiliser des angles solides de détection dans lesquels nous étions sûrs de pouvoir discriminer les particules α des protons et de détecter les particules α avec une efficacité de 100 % , ce qui nous a conduits à mettre au point une méthode originale de traitement des mesures qui permet de tenir compte d'une manière statistique de l'angle solide de détection, de la perte d'énergie des particules α dans la cible, et de leur absorption éventuelle dans la cible ; cette méthode permet également de calculer la forme des pics qui apparaissent dans les spectres en énergie et facilite ainsi la détermination des contributions respectives de pics incomplètement résolus.

Nous avons tout d'abord testé la validité de notre technique expérimentale sur la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$ qui a été étudiée par de nombreux auteurs à l'aide de différentes techniques. Le spectre en énergie que nous avons obtenu est le plus précis parmi ceux qui ont été publiés jusqu'à ce jour (il présente une résolution en énergie inférieure à 300 keV pour les groupes de particules α de plus grande énergie, et il est le seul à permettre la mise en évidence de la réaction $^{27}Al(n,n\alpha)^{23}Na$; sa forme est bien interprétée par le modèle du gaz de Fermi avec une valeur du paramètre de densité de niveaux $a = 4,3 \begin{smallmatrix} + 0,5 \\ - 0,1 \end{smallmatrix} MeV^{-1}$, ce qui confirme la prédominance du mécanisme du noyau composé dans cette réaction.

Nous avons ensuite étudié la réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$; les fluctuations observées dans les fonctions d'excitation suggéraient une forte contribution du mécanisme du noyau composé, mais aucune distribution

angulaire n'avait pu être obtenue pour confirmer ou non cette hypothèse.

Le spectre en énergie des particules α que nous avons obtenu pour cette réaction présente un maximum au voisinage de 7 MeV, alors que ce maximum se trouvait vers 4,5 MeV dans le cas de la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$; ce déplacement vers les fortes énergies suggère l'intervention de mécanismes d'interaction directe, intervention qui se trouve confirmée par la forme des distributions angulaires ; celles-ci sont fortement dissymétriques par rapport à 90 degrés et favorisent l'émission des particules α vers l'arrière.

La distribution angulaire concernant la transition $^{28}Si(n,\alpha_o)^{25}Mg$ est bien interprétée par les calculs théoriques obtenus en supposant qu'il y a compétition entre le mécanisme du noyau composé (30 %) et le mécanisme du stripping de l'ion lourd (70 %).

Dans le cas de la transition $^{28}Si(n,\alpha_1)^{25}Mg$, la forme de la distribution angulaire est bien interprétée si l'on considère une contribution du mécanisme du noyau composé (55 %) et une contribution du mécanisme de stripping de l'ion lourd (45 %) .

Nous avons alors entrepris l'étude de la réaction (n,α) sur un autre noyau pair-pair et multiple de 4 : l'oxygène 16 ; la distribution angulaire que nous avons obtenue pour la transition $^{16}O(n,\alpha_o)^{13}C$ est dissymétrique par rapport à 90 degrés, et présente une large remontée vers l'arrière ; elle est bien interprétée par les calculs basés sur le mécanisme de stripping de l'ion lourd.

Nous avons enfin étudié la réaction $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$ pour laquelle peu de résultats avaient été publiés. La distribution angulaire concernant la transition $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$ favorise très nettement l'émission des particules α vers l'avant ; le fait que nous n'ayons détecté aucune particule α au-delà de

120 degrés exclut toute participation notable du mécanisme du noyau composé. La forme de cette distribution angulaire est bien interprétée par le mécanisme de pick-up, ou par le mécanisme de knock-on ; ces deux mécanismes fournissant des résultats très voisins.

Dans le cas de la transition $^{14}N(n,\alpha_o)^{11}B$, la distribution angulaire est beaucoup moins caractéristique ; elle présente une relativement faible remontée vers l'avant et une légère remontée vers l'arrière. La très faible contribution du mécanisme du noyau composé à la transition vers le premier niveau excité suggère également une faible contribution de ce mécanisme à la transition $^{14}N(n,\alpha_o)^{11}B$; la remontée vers l'arrière peut alors être attribuée au mécanisme de stripping de l'ion lourd et la remontée vers l'avant au mécanisme de knock-on ou au mécanisme de pick-up.

Les distributions angulaires que nous avons calculées dans l'approximation des ondes planes (PWBA) en utilisant des potentiels d'interaction du type delta et des potentiels d'interaction gaussiens ont des formes très voisines entre elles, qui diffèrent très peu de la forme de la distribution angulaire calculée par C. FAYARD et G.H. LAMOT dans l'approximation des ondes distordues (DWBA) .

Il résulte de cette étude que la nature des mécanismes qui interviennent dans les réactions (n,α) sur les noyaux légers au voisinage de 15 MeV dépend fortement de la structure du noyau cible. L'interprétation des distributions angulaires nous a conduits à supposer l'existence de sous-structures α (clusters) dans les noyaux ^{16}O et ^{28}Si à l'état fondamental, et de sous-structures α ou ^{3}He dans le noyau ^{14}N à l'état fondamental.

REFERENCES

1 J.J. BURGERJON, S.J. DU TOIT and C.A. KRITZINGER - Nucl. Instr. Meth. 3 (1958), 323.

2 J.J. BURGERJON and W. WEIDEMANN - Nucl. Instr. Meth. 8 (1960), 261.

3 R.S. LIVINGSTONE and F.T. HOWARD - Nucl. Instr. Meth. 6 (1960), 1.

B.L. COHEN, H.G. BLOSSER, E.D. HUDSON, R.S. LORD and R.S. BENDER - Nucl. Instr. Meth. 6 (1960), 105 .

M.M. GORDON and T.A. WELTON - Nucl. Instr. Meth. 6 (1960), 221.

4 H.P. HERNANDEZ, J.M. PETERSON, B.H. SMITH and C.J. TAYLOR - Nucl. Instr. Meth. 9 (1960), 287.

5 D.E. CARO and J.L. ROUSE - Nucl. Instr. Meth. 10 (1961), 249.

6 M. REISER - Nucl. Instr. Meth. 13 (1961), 55.

7 Proc. Conf. "Sector focused cyclotrons" (1959) - Sea Island N.A.S.N.R.C. 656 (1959).

Proc. Int. Conf. "Sector focused cyclotrons and meson factories" (1963) - C.E.R.N. 63-19.

8 E.O. LAWRENCE - Science 72 (1930), 376 - Phys. Rev. 40 (1932),19.

9 M.E. ROSE - Phys. Rev. 53 (1938), 392.

10 B.L. COHEN - Rev. Sci. Instr. 24 (1953),589 - Handbuch der Physik 44 (1959), 105.

11 R.R. WILSON - Phys. Rev. 53 (1938), 408.

12 R.L. MURRAY and L.T. RATNER - Journ. Appl. Phys. 24 (1953), 67.

13 B. LEROUX - P.N.B. 29 (1962).

14 B. LEROUX - P.N.B. 30 (1962) , P.N.B. 42 (1963).

15 H. KUMAGAI - Nucl. Instr. Meth. 6 (1960), 213.

16 B. LEROUX - P.N.B. 43 (1963).

17 M.E. ROSE - Phys. Rev. 53 (1938), 715.

18 W.I.B. SMITH - Nucl. Instr. Meth. 9 (1960), 49.

19 B. LEROUX et J. LESGOURGUES - P.N.B. 65 (1963).

20 B. LEROUX et J. LESGOURGUES - P.N.B. 66 (1964).

21 Y. DUPUIS - I.R.P.O. E-66-06 (1964).

22 R.S. LIVINGSTONE and R.J. JONES - Rev. Sci. Instr. 25 (1954), 552.

23 P. DEBRAY - Diplôme - Paris (1961).

24 - H.A. WILLIAX - U.C.R.L. 9416 (1960).

25 - A. GARREN, D.L. FUDD, L. SMITH and H.A. WILLIAX - Traduction E. MARTIN - I.R.P.O. E-63-03 (1962).

26 E.B. PAUL and R.L. CLARKE - Can. Journ. Phys. 31 (1953), 267.

27 P. STROHAL, N. CINDRO and B. EMAN - Nucl. Phys. 30 (1962), 49.

28 U. FACCHINI, E. SAETTA-MENICHELLA, F. TONOLINI and L. TONOLINI Phys. Letters 3 (1963), 361.

29 E. SAETTA-MENICHELLA, F. TONOLINI and L. TONOLINI-SEVERGNINI - Nucl. Phys. 51 (1964), 449.

30 U. FACCHINI, E. SAETTA-MENICHELLA, F. TONOLINI and L. TONOLINI SEVERGNINI - Nucl. Phys. 51 (1964), 460.

31 A. CHATTERJEE - Nucl. Phys. 47 (1963), 511.

32 A. CHATTERJEE - Phys. Rev. 134 (1964), 375.

33 A. CHATTERJEE - Proc. Int. Conf. - Antwerp (1965), 543.

34 A. RUBBINO and D. ZUBKE - Proc. Int. Conf. - Antwerp (1965), 548.

35 N. CINDRO - "A survey of fast neutron reactions" - Villars (1965).

36 I.M. TURKIEWICZ, N. CINDRO, P. KUSILIC, P. STROHAL and D. VESELIC - Nucl. Phys. 77 (1966), 276.

37 I. KUMABE, E. TAKEKOSHI, H. OGATA, Y. TSUNECKA and S. OKI - Phys. Rev. 106 (1957), 155.

38 M. CEVOLANI, S. PETRALIA, B. RIGHINI, U. VALDRE and G. VENTURI - Nuovo Cimento 16 (1960), 950.

39 W. PATZAK und H. VONACH - Nucl. Phys. 39 (1962), 263.

40 C.J.D. JARVIS, W.R. DIXON and R.S. STOREY - Nucl. Phys. 44 (1963), 680.

41 U. SEEBECK and M. BORMANN - Nucl. Phys. 68 (1965), 387.

42 L. COLLI, U. FACCHINI, I. IORI, G.M. MARCAZZAN, M. MILAZZO and F. TONOLINI - Phys. Lett. 1 (1962), 120.

43 M. JASKOLA, I.M. TURKIEWICZ, J. TURKIEWICZ and F. GRADZKI - Nucl. Phys. 79 (1966), 108.

44 O.N. KAUL - Nucl. Phys. 33 (1962), 177.

45 A.B. LILLIE - Phys. Rev. 87 (1952), 716.

46 N. CINDRO, I. SLAUS, P. TOMAS and B. EMAN - Nucl. Phys. 22 (1961), 96.

47 CAO-XUAN-CHUAN - Thèse Bordeaux (1962).

48 M.L. CHATTERJEE - Nucl. Phys. 65 (1965), 635.

49 M. FÜRST-RAUCH und H. MÜNZER - Acta Phys. Austr. 20 (1965), 300.

50 R.A. AL KITAL and R.A. PECK - Phys. Rev. 130 (1963), 1500.

51 B. SEN - Nucl. Phys. 41 (1963), 435.

52 T. ERICSON - Phil. Mag. Supp. 9 (1960), 425.

53 P. FORTI, E. GADIOLI and A. MARINI - Nuovo Cimento 41 (1966), 244.

54 H. MORGENSTERN, D. HILSCHER and J. SCHEER - Nucl. Phys. 83 (1966), 369.

55 W.N. Mac DICKEN and W. JACK - Nucl. Phys. 88 (1966), 457.

56 YUIN-CHI HSU, CHIA-YI HUANG and CHING-CHING CHANG - Nucl. Phys. A 104 (1967), 677.

57 D.R. MAXSON, R.D. MURPHY and M.R. ZATZICK - Bull. Am. Phys. Soc. 2 (1966), 43.

58 L.L. GREEN and W.M. GIBSON - Proc. Phys. Soc. A 62 (1949), 296.

59 G.M. FRYE, L. ROSEN and L. STEWART - Phys. Rev. 90 (1953), 1375.

60 Y. TSUNEOKA - J. Phys. Soc. Japan 14 (1959), 869.

61 T. ERICSON and T. MAYER-KUCKUK - Ann. Rev. Nucl. Sci. 16 (1966), 183.

62 J.D. SEAGRAVE - "D(d, n)^{3}He and T(d, n)^{4}He neutron source handbook" LAMS 2162 (1957).

63 D.J. HUGHES, B.A. MAGURNO and M.K. BRUSSEL - "Neutron cross sections" B.N.L. 325 (1960).

64 G. BROWN, G.C. MORRISON, H. MUIRHEAD et W.T. MOSTON - Phil. Mag. 2 (1957), 785.

65 R.F. COLEMAN, B.E. HOVER, L.P. O'CONNOR and J.L. PERKIN - Proc. Phys. Sco. 73 (1959), 215.

66 G.M. MARCAZZAN, F. TONOLINI and L. ZETTA - Nucl. Phys. 46 (1963), 51.

67 D.M. BRINK and R.O. STEPHEN - Phys. Lett. 5 (1963), 77.

68 Th. Ph. DOAN - Thèse Doct. Spécialité - Bordeaux (1964).

69 Ph. LE THANH - Thèse Doct. Spécialité - Bordeaux (1964).

70 K. SORDO - Thèse Doct. Spécialité - Bordeaux (1966).

71 B. LEROUX - P.N.B. 82.

72 C. WILLIAMSON et J.P. BOUJOT - Rapport C.E.A. n° 2189.

73 M. IRFAN and W. JACK - Proc. Phys. Soc. 81 (1963), 800.

74 D.G. GARDNER and YU-WEN-YU - Nucl. Phys. 60 (1964), 49.

75 M. BORMANN, U. SEEBECK, W. VOIGTS and G. WOLFER - Proc. Int. Conf. - Antwerp (1965), 541.

76 K. BRENER, B. GOEL, K.N. MULLER and E. ROSSLE - Proc. Int. Conf. Antwerp (1965), 642.

77 T. ERICSON - Phil. Mag. Suppl. 9 (1960), 425.

78 N. CINDRO, P. KUSILIC and P. STROHAL - Phys. Letters 6 (1963), 205.

79 P. STROHAL, P. KUSILIC, Z. KOLAR and N. CINDRO - Phys. Lett. 10 (1964), 104.

80 P. STROHAL, P. KUSILIC and N. CINDRO - Nuovo Cimento 34 (1964), 762.

81 V.F. WEISSKOPF - Phys. Rev. 52 (1937), 295.

82 T. ERICSON - Advan. Physics 9 (1960), 426.

83 D.W. LANG and K.J. LE COUTEUR - Proc. Phys. Soc. A 67 (1954), 586.

84 R. BATCHELOR - Proc. Int. Conf. - Antwerp (1965), 292.

85 A.G.W. CAMERON - Can. J. Phys. 36 (1958), 1040.

86 G. IGO - Phys. Rev. 115 (1959), 1665.

87 J.R. HUIZENGA and G. IGO - Nucl. Phys. 29 (1962), 462.

88 D.W. LANG - Phys. Rev. 123 (1961), 265.

89 T.D. NEWTON - Can. Journ. Phys. 34 (1966), 804.

90 D. BLANC, F. CAMBOU, D. DEVILLERS, H. REME, G. VEDRENNE and G. AMBROSINO - Nuovo Cimento 23 (1962), 440.

91 P.M. ENDT and J.C. KLUYVER - Rev. Mod. Phys. 26 (1954), 95.

92 W.M. DEUCHARS and G.P. LAWRENCE - Nature 191 (1961), 995 Nature 192 (1961), 1278.

93 G.D. DEARNALEY and A.G.T. FERGUSSON - Phys. Lett. 1 (1962), 197.

94 J.H. AITKEN and W. DIXON - Phys. Lett. 2 (1962), 152.

95 M.G. MARCAZZAN, F. MERZARI and F. TONOLINI - Phys. Lett. 1 (1962), 21.

96 U. FACCHINI, M.G. MARCAZZAN, F. MERZARI and F. TONOLINI - Phys. Lett. 1 (1962), 6.

97 L. COLLI, U. FACCHINI, I. IORI, M.G. MARCAZZAN, M. MILAZZO, E. SAETTA-MENICHELLA and F. TONOLINI - Energia Nucleare 9 (1962), 439.

98 U. FACCHINI, M.G. MARCAZZAN, F. TONOLINI and L. ZETTA - Int. Conf. Padua (1962), 1054.

99 L. COLLI, I. IORI, M.G. MARCAZZAN and M. MILAZZO - Nucl. Phys. 43 (1963), 529.

100 I. IORI et G.S. MANI - J. Phys. Rad. 24 (1963), 879.

101 E. FORT et P. THOUVENIN - J. Phys. Rad. 24 (1963), 819.

102 P. KUSILIC, N. CINDRO, P. STROHAL and B. LALOVIC - Nucl. Phys. 73 (1965), 548.

103 Y. CASSAGNOU, I. IORI, C. LEVI, M. MERMOZ and L. PANINEAU - Phys. Lett. 8 (1964), 277.

104 B. LEROUX, J. DALMAS, Ph. Th. DOAN, Ph. LE THANH et R. CHASTEL Nucl. Phys. 67 (1965), 333.

105 G.H. LAMOT, C. FAYARD, J.N. MASSOT, E. EL-BAZ et J. LAFOUCRIERE - Nucl. Phys. A 99 (1967), 633.

106 B. LEROUX - P.N.B. 87 (1967).

107 N. BOHR - Nature 137 (1936), 344.

108 J.R. OPPENHEIMER and M. PHILLIPS - Phys. Rev. 48 (1935), 500.

109 A. MESSIAH - "Mécanique Quantique" Ed. Dunod (1964).

110 G.H. CHEW - Phys. Rev. 80 (1950), 196.

111 S.T. BUTLER - "Nuclear stripping reactions" Ed. Wiley and sons (1957).

112 W. TOBOCMAN - "The theory of direct nuclear reactions" Oxford (1961).

113 C. FAYARD - Thèse Doct. Spécialité - Lyon (1966).

114 J.N. MASSOT - Thèse de Doctorat - Lyon (1966).

115 J.N. MASSOT - Thèse Doct. Spécialité - Lyon (1964).

116 G.H. LAMOT - Thèse Doct. Spécialité - Lyon (1966).

117 H. FESCHBACH - "The compound nucleus" dans "Nuclear Spectroscopy" Part. B - Ed. F. Ajzenberg-Selove (1960).

118 C. FAYARD, G.H. LAMOT, J.N. MASSOT et J. LAFOUCRIERE - J. de Phys. 3-4 (1966), C1-133.

119 B. LEROUX, K. EL-HAMMAMI, J. DALMAS, R. CHASTEL, G. LAMOT, C. FAYARD et J. HAJJ-BOUTROS - Nucl. Phys. (à paraître).

TABLE DES MATIERES

PREMIERE PARTIE - ETUDE ET REALISATION D'UN CYCLOTRON A ENERGIE VARIABLE DE 60 cm DE DIAMETRE DE FACES POLAIRES

Introduction 1

I - Etude préliminaire - Fonctionnement et détermination des paramètres principaux 2

A) Conditions d'accélération 5
B) Conditions de focalisation 8

II - Champ magnétique

A) Electro-aimant 12
B) Excitation des bobinages 14
C) Refroidissement des bobinages 15
D) Mesures de champ 16

III - Accélération et focalisation des particules dans le champ magnétique mesuré 19

IV - Installation haute fréquence 22

A) Etude théorique de l'installation 23
1) Cavité résonnante 23
2) Couplage de la cavité à l'oscillateur 26
3) Oscillateur 28
B) Etude sur maquette 29
C) Description et fonctionnement de l'installation définitive 31

V - Vide 34

VI - Source d'ions 35

VII - Dispositif d'extraction 39

VIII - Fonctionnement du cyclotron 42

SECONDE PARTIE - REACTIONS (n,α) AU VOISINAGE DE 15 MeV

SUR QUELQUES NOYAUX LEGERS

Introduction 46

I - Dispositifs expérimentaux - Corrections - Traitement des mesures 54

A) Source de neutrons 55
1) Flux de neutrons 55
2) Spectre en énergie des neutrons 57
B) Etude préliminaire : $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$ 60
1) Dispositif expérimental 60
2) Bruit de fond 61
3) Mesures 63
4) Corrections 65
C) Réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$ 66
D) Réactions $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$ et $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$ 69
1) Dispositif expérimental 69
2) Corrections 70

II - Résultats expérimentaux 74

A) Réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$ 74
B) Réaction $^{28}Si(n,\alpha)^{25}Mg$ 83
C) Réaction $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$ 89
D) Réaction $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$ 93

III - Interprétation des distributions angulaires : Mécanismes de réaction 96

A) Mécanismes de réaction 97
B) Description théorique de ces mécanismes 98
1) Approximation PWBA 102
2) Approximation DWBA 103
C) Calcul de la section efficace différentielle 108
1) Pick-up 108
2) Knock-on et stripping de l'ion lourd 116
D) Application de ces résultats aux réactions (n,α) étudiées 137
1) $^{28}Si(n,\alpha_o)^{25}Mg$ et $^{28}Si(n,\alpha_1)^{25}Mg$ 137
2) $^{16}O(n,\alpha_o)^{13}C$ 144
3) $^{14}N(n,\alpha_o)^{11}B$ 146
4) $^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B$ 147

CONCLUSION 150

BIBLIOGRAPHIE

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"APPLICATION DE LA RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE

A LA MESURE DES CHAMPS MAGNETIQUES"

Vu et approuvé :

Bordeaux, le 29 Octobre 1968

Le Doyen de la Faculté des Sciences

R. CALAS

Vu et accordé le permis d'imprimer :

Bordeaux, le 31 Octobre 1968

Le Recteur de l'Université de Bordeaux

J. BABIN

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"APPLICATION DE LA RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE
A LA MESURE DES CHAMPS MAGNETIQUES"

Vu et approuvé :
Bordeaux, le 29 Octobre 1958
Le Doyen de la Faculté des Sciences

R. CALAS

Vu et accordé le permis d'imprimer :

Bordeaux, le 31 Octobre 1958

Le Recteur de l'Université de Bordeaux

J. BABIN